

THÈSES

présentées

à la Faculté des Sciences de l'Université de Nancy

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Roland BIGOT

Ingénieur - Docteur

Maître-Assistant à la Faculté des Sciences

1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude thermocinétique de la trempe des métaux

2^e THÈSE

Propositions données par la Faculté

soutenues le 24 Janvier 1964 devant la Commission d'Examen

MM. R. FAIVRE, *Président*

J. AUBRY }
J. GOSSE } *Examineurs*



Digitized by the Internet Archive
in 2026

THÈSES

présentées

à la Faculté des Sciences de l'Université de Nancy

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Roland BIGOT

Ingénieur - Docteur

Maître-Assistant à la Faculté des Sciences



1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude thermocinétique de la trempe des métaux

2^e THÈSE

Propositions données par la Faculté

soutenues le 24 Janvier 1964 devant la Commission d'Examen

MM. R. FAIVRE, *Président*

J. AUBRY }
J. GOSSE } *Examineurs*

UNIVERSITÉ DE NANCY - FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen : M. ROUBAULT

1^{er} Assesseur : M. AUBRY

2^e Assesseur : M. VEILLET

Doyens honoraires : MM. CORNUBERT, DELSARTE, URION.

Professeurs honoraires : MM. GUTTON, CROZE, RAYBAUD, LAFFITTE, LERAY, JOLY, LAPORTE, EICHORN, CAPELLE, GODEMENT, DUBREIL, L. SCHWARTZ, DIEUDONNÉ, DE MALLEMANN, LONGCHAMON, LETORT, DODÉ, GAUTHIER, GOUDET, OLMER, CORNUBERT, CHAPPELLE, GUÉRIN, CHEVALLIER, WAHL.

Maîtres de Conférences honoraires : MM. RAUX, LIENHART.

Professeurs :

MM.		MM	
URION	Chimie biologique.	SCHWARTZ	Exploit. minière.
DELSARTE	Analyse supérieure.	GAYET	Physiologie.
ROUBAULT	Géologie.	MANGENOT	Phytopathologie.
VEILLET	Biologie animale.	MALAPRADE	Chimie.
ECHEVIN	Botanique.	HADNI	Physique.
BARRIOL	Chimie théorique.	BONVALET	Mécanique physique.
BIZETTE	Physique.	M ^{me} ROIZEN	Physique.
GUILLIEN	Electronique.	KERN	Minéralogie.
GIBERT	Chimie physique.	BASTICK	Chimie.
LEGPAS	Mécanique rationnelle.	DUCHAUFOR	Pédologie.
BOLFA	Minéralogie.	NÉEL	Chimie ind. organique.
NICLAUSE	Chimie.	GARNIER	Agronomie.
FAIVRE	Physique appliquée.	WEPPE	Minéralogie appliquée.
AUBRY	Chimie minérale.	BERNARD	Géologie appliquée.
DUVAL	Chimie.	CERF	M. M. P.
COPPENS	Radiogéologie.	CHAMPIER	Physique.
FRUHLING	Physique.	RÉGNIER	Physico - Chimie.
SUHNER	Physique expérimentale.	GAY	Chimie biologique.
HILLY	Géologie.	N.	Zoologie.
LE GOFF	Génie chimique.	N.	Calcul dif. et intégral.
CHAPON	Chimie biologique.	N.	Chimie organique.
HÉROLD	Chimie industrielle.		

Maîtres de Conférences et Professeurs sans chaire :

MM.		MM.	
WERNER	Botanique.	FRENTZ	Biologie animale.
CONDÉ	Zoologie.	M ^{me} HERVÉ	Math. (propédeutique).
GOSSE	Génie chimique.	AUROUZE	Géologie.
ROCCI	Géologie.	MARI	Chimie (I. S. I. N.).
VUILLAUME	Psychophysiologie.	LAFON	Physique (I. S. I. N.).
PLAN	Mécanique physique.	BEIDEN	Physique théor. nucl.
M ^{me} BASTICK	Chimie M.P.C. (Epinal).	FLÉCHON	Phys. M.P.C. (Epinal).
GUDEFIN	Physique.	N.	Math. S. P. C. N.
HORN	Physique.		

Secrétaire Principal : M. C. CARON

A MES PARENTS

A MA FEMME

*Témoignage d'affection et de profonde
gratitude.*

A MES FILS

A MON FRERE

Contribution à l'étude thermocinétique de la trempe des métaux

par

Roland BIGOT

Ingénieur - Docteur

Maître-Assistant à la Faculté des Sciences de l'Université de Nancy

AVANT-PROPOS

Les recherches sur la trempe des métaux ont commencé au début du siècle avec les travaux de H. LE CHATELIER et de C. BENEDICKS. Elles ont immédiatement soulevé le problème du milieu de refroidissement.

Ce problème, abordé plusieurs fois par la suite surtout à l'étranger, n'a jamais été l'objet d'études fondamentales. C'est pourquoi notre Maître, M. le Professeur R. FAIVRE, Directeur Scientifique de l'Ecole Nationale Supérieure de la Métallurgie et de l'Industrie des Mines, nous a suggéré de le reprendre en tirant parti des méthodes modernes d'enregistrement. Qu'il veuille bien recevoir l'hommage de notre profonde gratitude pour les conseils éclairés et les encouragements qu'il n'a cessé de nous prodiguer et trouver, en ce mémoire, le gage de notre respect et de notre dévouement.

Dans un premier travail, nous avons étudié le refroidissement par trempe, d'un point de vue purement expérimental. Nous proposons, à présent, une interprétation s'appuyant sur les connaissances actuelles de la thermocinétique. Nous sommes profondément reconnaissant envers M. le Professeur J. GOSSE, qui a consenti aimablement à nous faire profiter de sa haute compétence en ce domaine et a bien voulu examiner nos idées et nous conseiller à chaque instant.

Nous remercions très sincèrement M. le Professeur J. AUBRY pour l'intérêt qu'il veut bien nous porter en acceptant de faire partie de la Commission d'Examen et en nous proposant un deuxième sujet de thèse.

Nous prions M. le Professeur G. CHAUDRON, Membre de l'Institut, de bien vouloir agréer l'expression de notre très profonde

et respectueuse gratitude pour la bienveillance dont il a constamment fait preuve à notre égard.

Nous avons aussi reçu de précieux encouragements de la part de M. le Professeur B. SCHWARTZ, Directeur de l'Ecole Nationale Supérieure de la Métallurgie et de l'Industrie des Mines, Directeur du Centre Universitaire de Coopération Economique et Sociale. C'est pour nous un vif plaisir que de lui témoigner ici notre reconnaissance.

Nous n'aurons garde d'oublier MM. B. VIGNERON et P. WEINLAND, dont nous avons beaucoup apprécié le dévouement et les solides qualités professionnelles.

Nous remercions enfin le Centre National de la Recherche Scientifique, le Commissariat à l'Energie Atomique, l'Institut de Recherches de la Sidérurgie et l'Association Technique de la Sidérurgie Française pour l'aide morale ou matérielle qu'ils nous ont octroyée au cours de notre travail.

R B.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	7
LISTE DES SYMBOLES	9

CHAPITRE I

Synthèse des résultats expérimentaux

I. 1. <i>Introduction</i>	11
I. 2. <i>Classement des courbes de vitesse de refroidissement d'après leur forme</i>	12
I. 3. <i>Définition des régimes de refroidissement</i>	15
I. 4. <i>Interprétation de la forme des courbes de vitesse de refroidissement</i>	18
I. 4. 1. Courbes du type M	18
I. 4. 1. 1. Régime initial puis régime de convection naturelle	18
I. 4. 1. 2. Régime initial, régime d'ébullition nucléée, puis régime de convection	19
I. 4. 1. 3. Régime initial, régime de caléfaction éphémère, régime d'ébullition, puis régime de convection	20
I. 4. 2. Courbes du type P	20
I. 4. 3. Courbes du type I	23
I. 5. <i>Influence de la température initiale de trempe sur les courbes de vitesse de refroidissement</i>	23
I. 5. 1. Vitesses maximales de refroidissement	23
I. 5. 2. Paliers de vitesse de refroidissement	27
I. 5. 3. Equations des principaux segments des courbes temps-température	27
I. 6. <i>Influence du soluté sur le pouvoir de refroidissement du solvant</i>	28
I. 7. <i>Conclusion</i>	29

CHAPITRE II

Etude thermocinétique des régimes de refroidissement sans changement d'état du milieu de trempe

II. 1. <i>Introduction</i>	33
II. 2. <i>La transmission de la chaleur par rayonnement</i>	36
II. 2. 1. Théorie	36
II. 2. 2. Application au refroidissement dans le vide	38
II. 3. <i>Le régime de convection</i>	40
II. 3. 1. Théorie	40
II. 3. 2. Application au refroidissement dans l'air	44
II. 3. 3. Application au refroidissement dans l'huile de vaseline à 25° C	48
II. 3. 4. Application au refroidissement dans l'eau à 20° C ..	49
II. 4. <i>Conclusion</i>	51

CHAPITRE III

Régimes de refroidissement avec changement d'état du bain de trempe

III. 1.	<i>Observation cinématographique de refroidissements dans l'eau</i>	53
III. 1. 1.	Eau à 95° C	53
III. 1. 2.	Eau à 80° C	55
III. 1. 3.	Eau à 20° C	56
III. 1. 4.	Conclusions déduites de ces observations	56
III. 2.	<i>Le régime de caléfaction</i>	57
III. 2. 1.	Mécanisme de la transmission de chaleur	57
III. 2. 2.	Evaluation du transfert de chaleur	58
III. 2. 2. 1.	Formule de BROMLEY	58
III. 2. 2. 2.	Formule de AWBERRY	59
III. 2. 2. 3.	Recherche d'une formule générale	60
III. 2. 3.	Destruction de la gaine de caléfaction	65
III. 3.	<i>Le régime d'ébullition</i>	66
III. 3. 1.	Mécanisme du transfert de chaleur	66
III. 3. 2.	Evaluation de la densité maximale de flux de chaleur dans l'eau	67
III. 4.	<i>Conclusion</i>	71

CHAPITRE IV

Essai sur le régime initial propre à la trempe

IV. 1.	<i>Calcul de la densité de flux de chaleur initiale</i>	73
IV. 2.	<i>Comparaison avec l'expérience</i>	76
IV. 3.	<i>Température de contact brusque entre deux milieux</i>	76
IV. 4.	<i>Application à la trempe</i>	78
IV. 4. 1.	Changement d'état du milieu de trempe	78
IV. 4. 2.	Phénomènes secondaires	80
IV. 4. 2. 1.	Décomposition thermique de la vapeur	80
IV. 4. 2. 2.	Décomposition thermique des solutions aqueuses	80
IV. 4. 2. 3.	Désorption	81
IV. 4. 2. 4.	Réaction chimique	81
IV. 4. 3.	Conséquences sur le refroidissement	81
IV. 4. 4.	Cas où il n'y a pas de changement d'état	82
IV. 5.	<i>Conclusion</i>	82
	RÉCAPITULATION ET CONCLUSION	83
	ANNEXES	87
	BIBLIOGRAPHIE	99

INTRODUCTION

Les opérations du traitement thermique des métaux, qui font appel à des processus de refroidissement contrôlé, présentent une importance considérable. L'hypertrempe destinée à maintenir une phase de haute température en équilibre métastable à température ambiante, la trempe au cours de laquelle se forment un ou plusieurs constituants nouveaux, comme la martensite des aciers, nécessitent des refroidissements convenablement choisis selon la nature de l'alliage. Dans certains cas, on cherche simplement à tremper la zone superficielle de la pièce ; dans d'autres, on veut réaliser une trempe plus profonde. Lorsque les changements de phase du métal s'accompagnent de variations de masse volumique, il convient d'éviter les déformations des pièces et les tapures résultant des tensions internes. Tout ceci exige une connaissance approfondie de la manière dont s'effectuent les échanges de chaleur au cours des refroidissements.

L'étude thermocinétique de la trempe des métaux est difficile pour plusieurs raisons : les échanges de chaleur ont lieu essentiellement en régime transitoire ; les milieux de refroidissement subissent souvent des changements d'état (vaporisation) et quelquefois se décomposent par pyrolyse ; les résultats dépendent de nombreux facteurs qu'il est malaisé de mettre en évidence. Parmi ces derniers, la forme, les dimensions des éprouvettes trempées, les conditions opératoires sont bien précisées ; mais beaucoup d'autres, de par la nature du phénomène, ne peuvent même pas être maintenus constants : ainsi, d'un milieu à un autre, toutes les caractéristiques varient simultanément.

Nous avons déjà soupçonné le rôle de certains de ces facteurs dans une étude expérimentale précédente. Néanmoins, il restait à évaluer leur importance relative

Très peu de travaux théoriques ont été consacrés à ces régimes transitoires et d'aucuns, considérant uniquement la transmission de chaleur dans les pièces, supposent que le coefficient de transmission superficielle demeure invariable durant la totalité du refroidissement, ce qui est manifestement inexact.

Nous avons tenté d'approcher de la solution au prix d'hypothèses dont nous tenons, dès maintenant, à indiquer les principales. Celle qui nous amène à assimiler le refroidissement à une succession de régimes permanents sera l'objet d'une discussion dans le texte. Pour chaque température de surface de l'échantillon, le milieu de trempe laisse passer une densité de flux de chaleur que nous calculons en utilisant, lorsqu'elles existent, les formules théoriques ou empiriques des régimes permanents. Nous relierons la densité de flux de chaleur perdue par l'échantillon à sa vitesse de refroidissement dans deux cas où l'on peut considérer que la température de l'échantillon reste à peu près uniforme : premièrement, lorsque le refroidissement est suffisamment lent (gradients de température à l'intérieur inférieurs à 4°C/mm) ; deuxièmement, lorsque les dimensions de l'échantillon sont très réduites (soudures de couples thermoélectriques trempées directement). Enfin, nous admettons implicitement que les caractéristiques des liquides, établies la plupart du temps dans des conditions de régime permanent, sont encore valables dans les conditions de choc thermique qui sont celles de la trempe.

Nous sommes parfaitement conscient du caractère un peu arbitraire de quelques-unes de nos hypothèses. Nous avons cependant été encouragé par l'accord assez satisfaisant entre les résultats expérimentaux et les calculs conduits à partir de celles-ci.

Le premier chapitre est une vue d'ensemble de nos résultats expérimentaux. Nous avons essayé d'y dégager une synthèse qui, nous l'espérons, pourra servir de guide à des travaux futurs tout en permettant, dès maintenant, de classer ceux déjà effectués. Les trois chapitres suivants sont consacrés à l'étude thermocinétique des régimes de refroidissement.

LISTE DES SYMBOLES

-
- a Diffusivité thermique ; $a = \frac{\lambda}{C_p \rho}$ (m²/h).
- Λ Aire d'une surface de transmission de la chaleur (m²) ;
A_s aire de la surface d'un échantillon.
- C Chaleur spécifique ; C_l d'un liquide ; C_p d'une vapeur ou
d'un gaz sous pression constante (Kcal/Kg °C).
- C' Constante.
- e Epaisseur moyenne de la gaine de caléfaction.
- F F' et f signifient : fonction de ; f placé en indice indique que
l'on considère la valeur d'une caractéristique à une tempé-
rature dite de film θ_f (§ II.3.1).
- g Accélération de la pesanteur : 1,267 . 10⁸ m/h².
- Gr Nombre de GRASHOF (sans dimension, § II.3.1).
- h Coefficient superficiel de transmission de chaleur (Kcal/h m² °C) ;
h_c est relatif à la convection ; h_{cm} valeur moyenne calculée
à l'aide de la formule d'ECKERT (§ II.3.1) ; h_∞ calculée
à l'aide de la formule de BROMLEY (§ III.2.2.1) sans tenir
compte du rayonnement thermique ; h_r est relatif au
rayonnement seul ; h_r^o au rayonnement d'une surface noire.
- II Sévérité de trempe (§ II.1).
- I Type de courbe de vitesse de refroidissement comportant un
point d'inflexion et un maximum.
- k Constante ; k_c coefficient (§ III.2.2.3).
- L Facteur géométrique, généralement la hauteur (m).
- L_v Chaleur latente de vaporisation (Kcal/Kg) ; L_v^{*} chaleur latente
de vaporisation plus chaleur d'échauffement du liquide.
- m_l Masse de liquide vaporisée.
- M Masse moléculaire (§ IV.4.1).
- M Type de courbe de vitesse de refroidissement comportant un seul
maximum ; M_o sans variation brusque de pente correspon-
dant au passage du régime d'ébullition au régime de convec-
tion naturelle ; M_g avec variation brusque de pente.
- n Exposant dans certaines formules ; nombre de molécules Kg⁻¹
(§ IV.4.1).
- Nu Nombre de NUSSELT (sans dimension, § II.3.1).
- p Pression ; p_v pression de vapeur dans une bulle ; p_∞ pression
dans le liquide très loin de la bulle (§ III.3.2).
- P Type de courbe de vitesse comportant un « palier ».

Pr	Nombre de PRANDTL (sans dimension, § II.3.1).
Q	Quantité de chaleur.
r	Rayon.
R	Constante des gaz parfaits.
t	Temps ; t_M position du maximum de vitesse de refroidissement dans l'échelle des temps ; t_I position du point d'inflexion I ; t_P position du point correspondant à V_P .
T	Température absolue ($^{\circ}\text{K}$).
V	Volume des échantillons (m^3) ; V_v volume de vapeur.
V_I	Vitesse de refroidissement au point d'inflexion I.
V_M	Vitesse maximale de refroidissement ; $(V_M)_I$ vitesse maximale correspondant à une courbe de type I.
V_P	Vitesse moyenne de refroidissement pendant le régime de caléfaction.
α	Sévérité de trempe (voir H).
β	Coefficient cubique de dilatation ($^{\circ}\text{C}^{-1}$).
γ	Tension superficielle.
Δ	Exprime une différence ; $\Delta \theta$ différence de température.
ϵ	Facteur total d'émission pour le rayonnement thermique d'une surface (sans dimension).
θ	Température en $^{\circ}\text{C}$; θ_a température ambiante ; θ_{Eb} d'ébullition ; θ_f de film (§ II.3.1) ; θ_i initiale de trempe ; $(\theta_i)_I$ température initiale donnant lieu à une courbe de vitesse de type I ; θ_I coordonnée du point d'inflexion I dans l'échelle des températures ; θ_L température de la masse d'un liquide ; θ_M coordonnée du maximum ; θ_P coordonnée de V_P ; θ_s température de surface ; θ_s° température de contact entre deux milieux ; θ_T température de transition (§ I.4.1.2) ; $\theta(t)$ et $\theta'(t)$ températures fonctions de t (Annexe I).
λ	Conductivité thermique ; λ_v conductivité thermique d'une vapeur, Kcal/h m^2 ($^{\circ}\text{C/m}$).
μ	Viscosité en Kg/h m ; μ_v viscosité de la vapeur.
ρ	Masse volumique (Kg/m^3) ; ρ_l d'un liquide ; ρ_v d'un gaz ou d'une vapeur.
σ	Constante de STEFAN-BOLTZMANN ($4,88 \times 10^{-8} \text{ Kcal/m}^2 ^{\circ}\text{K}$).
τ	Constante de temps (Annexe I).
Φ	Flux de chaleur (Kcal/h) ; Φ_{θ} flux correspondant à une température θ de la surface des échantillons ; Φ_c transmis par convection ; Φ_{λ} par conduction ; Φ_r par rayonnement ; Φ_v par transfert de masses gazeuses.

CHAPITRE I

SYNTHÈSE DES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

I. 1. INTRODUCTION

Dans ce premier chapitre, nous exposons la synthèse des principaux résultats que nous avons obtenus au cours d'une étude expérimentale de la cinétique des refroidissements par trempe (10).

Dans la plupart de nos expériences, la soudure du couple thermoélectrique, servant à mesurer la température, est placée au centre d'un échantillon cylindrique en nickel (Annexe IV).

Les considérations essentielles, qui ont déterminé le choix de la méthode de mesure, sont résumées en Annexe I. Nous ne reviendrons pas sur la description de l'appareillage employé. Rappelons seulement qu'il s'agit : de dispositifs de trempe semi-automatiques mis au point pour réaliser des conditions opératoires aussi reproductibles que possible (Annexe II), d'appareils de trempe sous atmosphère contrôlée avec chauffage préalable sous vide (10^{-5} torr) (Annexe III), de dispositifs d'enregistrement sans inertie comprenant principalement un tube cathodique associé à un amplificateur de tension continue (Annexe V), de bacs de trempe spéciaux notamment pour les liquides très inflammables et pour les solutions gazeuses.

Nous commencerons par donner les définitions qu'il nous a fallu introduire pour décrire les phénomènes et classer les résultats

I. 2. CLASSEMENT DES COURBES DE VITESSE DE REFROIDISSEMENT D'APRES LEUR FORME.

Les courbes temps - température $\theta = F(t)$, obtenues directement par enregistrement (fig. 1a), présentent des singularités qu'il est commode de mettre en relief en prenant les dérivées par rapport au temps $\frac{d\theta}{dt}$. Les dérivées sont ensuite représentées graphiquement de deux manières suivant que l'on veut mettre l'accent sur l'évolution de la vitesse de refroidissement dans l'échelle des températures (fig. 1b) ou dans l'échelle des temps (fig. 1c).

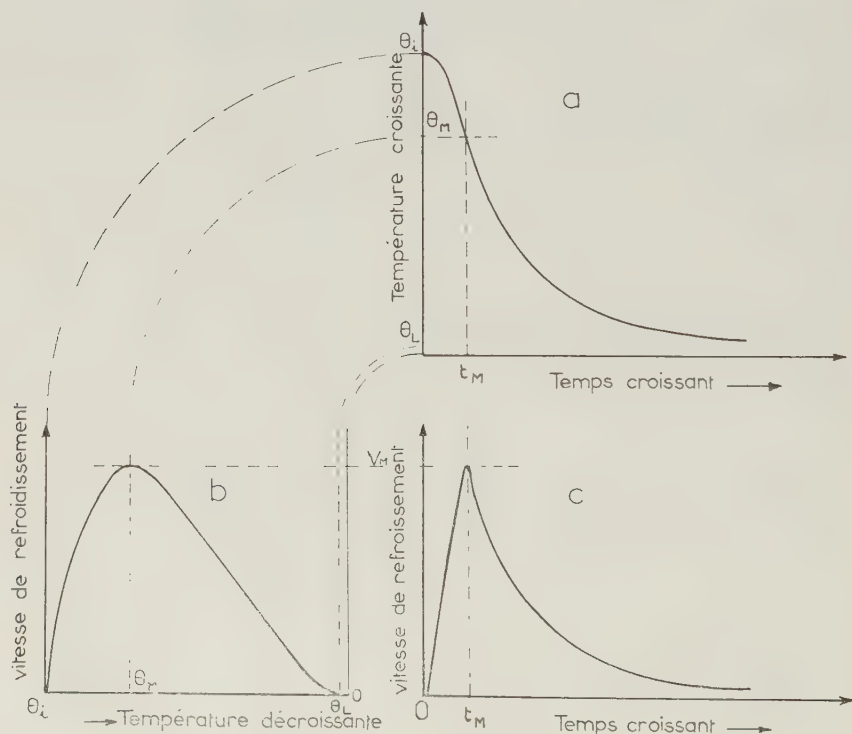


FIG. 1

Courbe temps-température (a) et courbes dérivées représentant l'évolution de la vitesse de refroidissement dans l'échelle des températures (b) et dans l'échelle des temps (c).

Le premier mode de représentation permet une comparaison rapide du pouvoir de refroidissement de deux milieux de trempe, dans un intervalle de température donné ; il est très utile dans les applications pratiques. Avec le second, l'aire A comprise entre

la courbe $\frac{d\theta}{dt} = F'(t)$, l'axe des temps et la parallèle d'abscisse t à l'axe des ordonnées est proportionnelle à la différence entre la température initiale θ_i et la température θ_t atteinte au bout du temps t :

$$(\theta_i - \theta_t) = \int_0^t F'(t) dt = k \cdot A$$

Le facteur numérique k est lié au choix des échelles graphiques.

En utilisant alternativement ces deux modes de représentation, nous mettrons en évidence des propriétés importantes et, en particulier, nous pourrons écrire les équations de certaines portions de la courbe de refroidissement.

Toutes les courbes de vitesse que nous avons rencontrées peuvent être classées, d'après leur forme, en trois types seulement (12). Le classement est le même pour les représentations en fonction de la température ou en fonction du temps.

Les courbes de type M présentent un seul maximum (fig. 2a). Les courbes de type P possèdent, en plus, un « palier » horizontal ou légèrement incliné toujours situé du côté des hautes températures ou de l'origine des temps (fig. 2c). Les courbes de type I (intermédiaires) ont un point d'inflexion qu'on peut considérer comme l'amorce d'un palier et situé naturellement du côté des températures élevées (fig. 2b) ou de l'origine des temps.

Ces formes typiques dépendent à la fois des propriétés spécifiques des milieux de trempe, des conditions opératoires et des facteurs propres à l'objet refroidi tels que sa masse, sa forme, son état de surface et les caractéristiques physiques de la matière qui le constitue. On observe des formes analogues aussi bien avec des échantillons de quelques milligrammes (11) qu'avec des pièces cylindriques de 10 tonnes (32).

Si, d'autre part, on enregistre simultanément les lois de refroidissement en plusieurs points d'un même échantillon (3), les

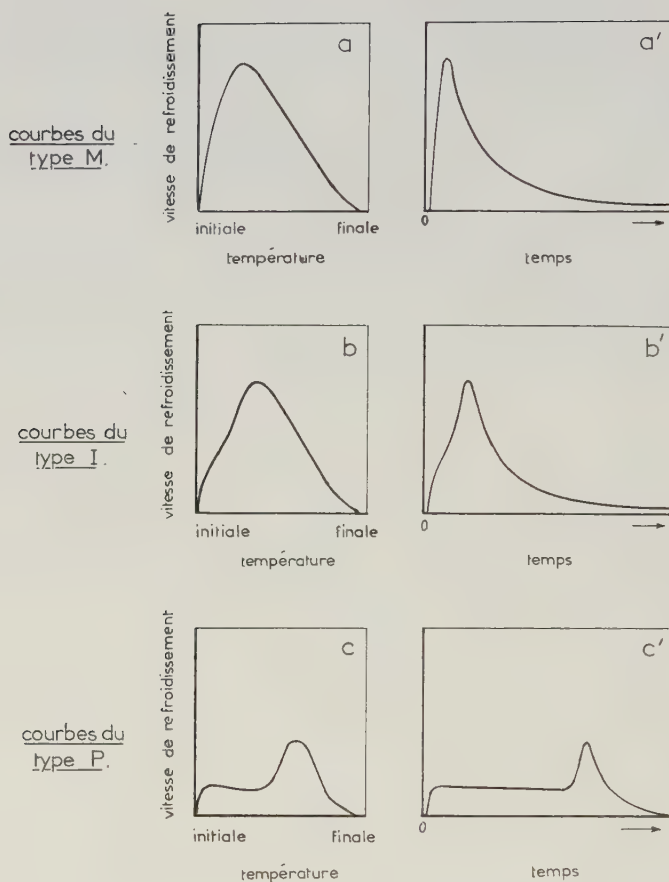


FIG. 2

Classement des courbes de vitesse de refroidissement d'après leur forme.

formes des courbes de vitesse obtenues s'intègrent encore dans notre classification, mais leur type diffère parfois d'un endroit à l'autre. Ainsi, avec un échantillon cylindrique en nickel de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur trempé depuis 800° C dans l'eau à 20° C, les courbes de vitesse sont de type P près de la surface et de type M au centre (fig. 3) *.

* On peut dire que l'échantillon exerce un « effet écran » sur le refroidissement du centre. Le milieu où évolue la chaleur « défigure » en effet les signaux thermiques brefs correspondant aux variations des phénomènes qui se déroulent en surface (44).

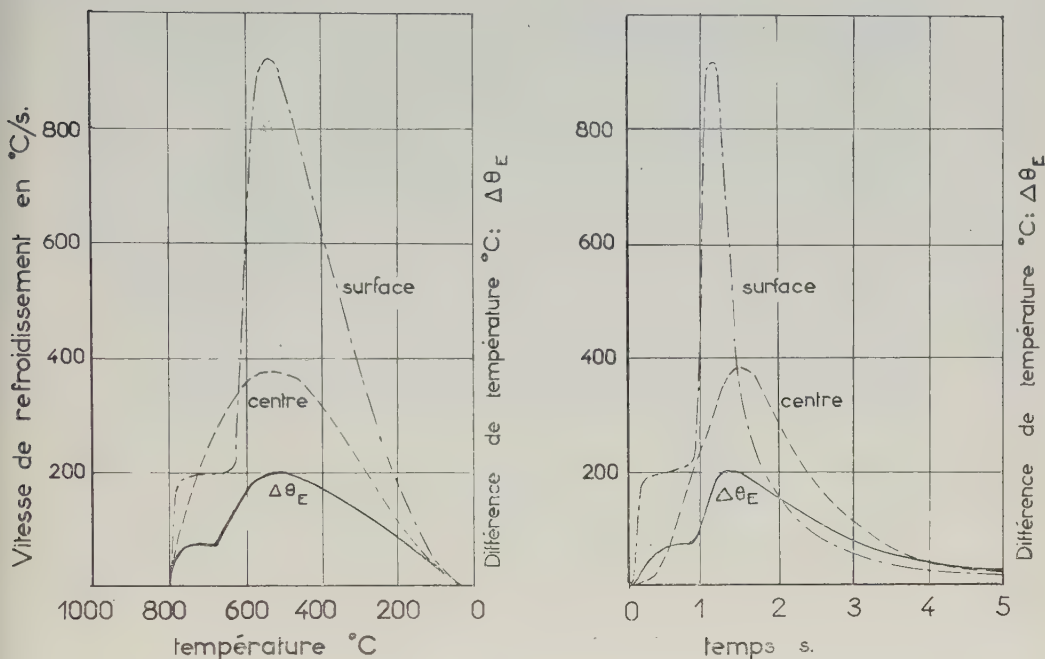


FIG. 3

Variation de la vitesse de refroidissement du centre et de la zone périphérique d'un échantillon cylindrique en nickel de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur, trempé depuis 800° C dans l'eau à 20° C.

En trait continu, évolution concomitante de l'écart de température $\Delta\theta_E$ entre le centre et la zone périphérique de l'échantillon.

I. 3. DEFINITION DES REGIMES DE REFROIDISSEMENT

Sauf indications contraires, nos résultats concernent des refroidissements par immersion dans un milieu sans agitation artificielle. Parmi les phénomènes qui se produisent dans les fluides, nous trouvons ceux que Nukiyama (30) a décrits lors d'une étude de la transmission de chaleur entre un fil de platine chauffé électriquement et de l'eau à 100° C où le fil se trouve immergé.

La courbe de Nukiyama (fig. 4) représente en coordonnées Φ logarithmiques la densité de flux de chaleur ——— transmise vers A_s le liquide *en régime permanent*, en fonction de l'écart de tempé-

rature $\Delta \theta$ entre le fil et l'eau à 100° C. Elle comprend plusieurs segments correspondant chacun à un régime particulier de transfert de chaleur. Entre A et B, la transmission se fait par convection : les densités de flux sont relativement faibles. Entre B et C, il y a ébullition dite nucléée : des bulles de vapeur se forment en certains points de la surface du fil, appelés noyaux d'ébullition, grossissent et s'en éloignent. Entre C et D, il y a ébullition de type composite au cours de laquelle les phénomènes sont instables, tandis qu'entre D et E, le fil s'entoure d'un film continu de vapeur : on parle alors de vaporisation en film. Au-delà de E, le fil fond, car l'apport de chaleur par effet Joule n'est pas compensé par un départ suffisant vers le liquide, à cause de l'action isolante de la vapeur. Le coefficient de transfert de chaleur atteint un maximum pendant le régime d'ébullition nucléée.

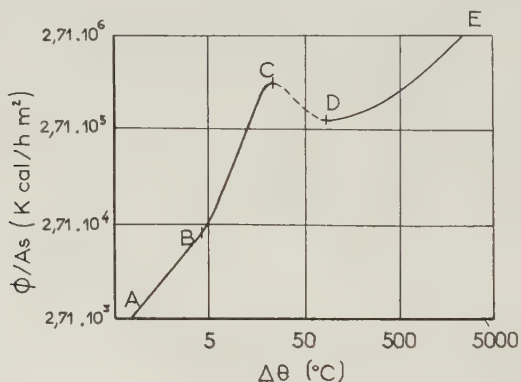


FIG. 4

Densité de flux de chaleur transmise en régime permanent dans l'eau à 100° C, à partir d'un fil de platine immergé, chauffé électriquement à diverses températures (30).

Dans le cas des liquides pris à une température inférieure à leur température d'ébullition, la courbe de Nukiyama conserve la même allure générale : le segment AB se trouve seulement prolongé dans le sens BA par un segment correspondant à la convection naturelle sans changement de phase et les densités de flux de chaleur sont plus importantes.

Il semble exister des différences fondamentales entre les expériences de Nukiyama et les expériences de trempe puisque,

dans les dernières, la transmission de chaleur a lieu essentiellement en régime transitoire. Les observations de cet auteur peuvent, toutefois, servir de base à une étude des refroidissements par trempe. Aux phénomènes de convection et d'ébullition qu'il a mentionnés, s'ajoutent la décomposition thermique du milieu en produits gazeux et la précipitation de gaz ou de solides au voisinage de l'échantillon. Ceux-ci agissent principalement sur la phase de vaporisation en film (§ I. 6.).

Nous décomposons en quatre régimes l'ensemble du processus de refroidissement d'un objet massif par trempe dans un fluide : les régimes de haute température, de caléfaction, d'ébullition et de convection.

Le régime de haute température ou régime initial est spécifique des opérations de trempe. Il correspond aux échanges de chaleur généralement importants qui résultent de la brusque mise en contact de l'échantillon chaud avec le milieu de refroidissement.

Le terme de caléfaction désigne une vaporisation intense à l'interface d'un liquide dont la masse est froide (24). Il peut donc s'appliquer à la vaporisation ayant lieu au cours de la trempe dans les liquides pris à une température inférieure à leur température d'ébullition. Nous le réserverons à la vaporisation en film qui se produit souvent au début du refroidissement. Par extension, nous dirons qu'un refroidissement s'effectue en régime de caléfaction chaque fois que l'échantillon est entouré d'une gaine gazeuse continue.

Le régime d'ébullition correspond au départ de nombreuses petites bulles prenant directement naissance sur la surface de l'échantillon : le transfert de chaleur est intense.

On observe un régime de convection naturelle chaque fois que la température de la surface de l'échantillon est inférieure à la température d'ébullition du bain. Ce régime se réduit parfois à de la simple conduction quand le liquide est très visqueux ou son coefficient de dilatation petit ou encore quand l'écart de température est faible (§ II. 3. 1.). Dans les gaz, le rayonnement thermique s'ajoute à la convection et peut être prépondérant (§ II. 3. 2.).

I. 4. INTERPRETATION DE LA FORME DES COURBES DE VITESSE DE REFROIDISSEMENT

I. 4. 1. Courbes du type M.

La vitesse de refroidissement de l'échantillon passe par une seule valeur maximale V_M . Ce type de courbe résulte de la mise en jeu d'un ou plusieurs régimes de refroidissement.

I. 4. 1. 1. RÉGIME INITIAL, PUIS RÉGIME DE CONVECTION NATURELLE.

On rencontre ce cas lorsque le fluide ne subit pas de changement d'état dans l'intervalle de température parcouru au cours du refroidissement. Exemples : refroidissement dans les gaz (fig. 14 et 15) ; dans les liquides à haut point d'ébullition tels que les métaux fondus : gallium entre 30 et 1 985° C, étain entre 232 et 2 270° C, plomb entre 327 et 1 737° C ; dans l'eau, entre 0 et 100° C.

L'existence d'un maximum s'explique ici par le fait que la conductibilité du solide n'est pas infinie. Aussi, bien qu'à l'instant initial, la surface ait commencé à se refroidir (3), la température qu'on mesure au centre de l'échantillon n'a pas encore évolué ; cela signifie qu'à cet instant $\frac{d\theta}{dt} = 0$. Comme nous avons aussi $\frac{d\theta}{dt} = 0$ à la fin du refroidissement, les courbes $\frac{d\theta}{dt} = F'(t)$ et $\frac{d\theta}{dt} = f(\theta)$ possèdent au moins un maximum.

Les branches de courbes, situées de part et d'autre, sont régulières et ne présentent pas de région à variation brutale de pente.

Le refroidissement par contact solide - solide qui ne fait intervenir que la conduction et le refroidissement dans le vide par rayonnement (fig. 11), donnent également des courbes de type M à branches régulières.

I. 4. 1. 2. RÉGIME INITIAL, RÉGIME D'ÉBULLITION NUCLÉE, PUIS RÉGIME DE CONVECTION.

Dans ce cas, le milieu de trempe subit un changement d'état (vaporisation) au cours du refroidissement, mais l'écart entre la température de la surface et celle du bain n'excède pas une valeur critique dépendant de la température d'ébullition du bain. Exemples : trempe dans le pétrole depuis 380 et 450° C, dans le glycol depuis 300, 400 et 480° C (5, 10, 16).

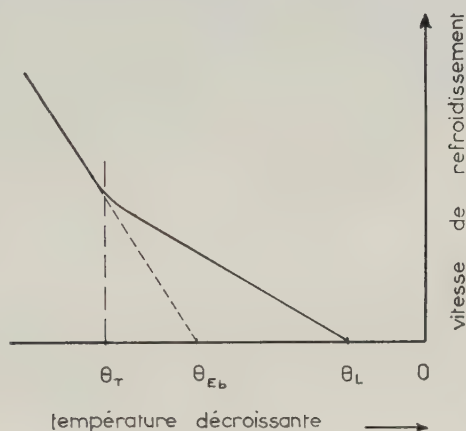


FIG. 5

Définition de la température de transition θ_T . La variation brutale de pente traduit le passage du régime d'ébullition au régime de convection naturelle.

Le passage du régime d'ébullition nucléée au régime de convection se manifeste par une diminution brutale de la pente sur les courbes de variation de la vitesse de refroidissement en fonction de la température (fig. 5). Le décalage entre la température de transition θ_T mesurée au centre de l'échantillon et la température d'ébullition du liquide est d'autant plus accentué que le gradient de température dans l'échantillon est plus important. Lorsqu'on refroidit des soudures de couples thermoélectriques directement dans l'eau, la transition est particulièrement nette et se produit vers 105° C (11). Le prolongement jusqu'à l'axe des températures de la branche de courbe correspondant au régime d'ébullition aboutit

à 100° C. Ceci veut dire qu'au cours de ce régime, la vitesse de refroidissement tend vers zéro lorsque $\theta_s \longrightarrow \theta_{Eb}$, puis qu'au cours du régime de convection naturelle, elle tend vers zéro lorsque $\theta_s \longrightarrow \theta_L$.

La température de transition θ_T se trouve vers 300° C pour la plupart des huiles. La trempe à l'huile permet donc d'éviter les tapures dans les aciers dont le point M_s est inférieur à 300° C.

Nous distinguerons les courbes de type M qui possèdent une diminution brutale de pente de celles qui n'en ont pas, en désignant les premières par M_g et les secondes par M_o .

I. 4. 1. 3. RÉGIME INITIAL, RÉGIME DE CALÉFACTION ÉPHÉMÈRE, RÉGIME D'ÉBULLITION, PUIS RÉGIME DE CONVECTION.

Lorsque le régime de caléfaction est peu intense ou éphémère, l'échantillon exerce un « effet écran » (cf. note du § I. 2.) et la courbe de vitesse de refroidissement du centre ne traduit pas l'existence de ce régime. Par contre, dans le cas de la trempe des soudures de couples thermoélectriques dans l'eau, l'« effet écran » est quasi nul : les courbes sont de type P même pour des températures initiales relativement peu élevées (11).

Il existe plusieurs manières d'abréger la durée d'un régime de caléfaction, c'est-à-dire de favoriser l'obtention de courbes de type M : surface présentant des rugosités de l'ordre de l'épaisseur des couches de caléfaction (10), pièces possédant des angles vifs (10), agitation du bain par ultra-sons (31), ou simplement mécanique, addition dans l'eau de sels susceptibles de précipiter sur la surface de la pièce sous forme de particules solides (10).

I. 4. 2. Courbes du type P.

Ces courbes correspondent au cas le plus général du refroidissement par trempe. Le palier situé du côté des températures élevées ou de l'origine des temps traduit l'existence d'un régime de caléfaction durable au cours duquel la transmission de la chaleur s'effectue à travers une couche de gaz assez mauvaise conductrice.

Les vitesses de refroidissement sont donc peu élevées, comparées à celles du régime d'ébullition qui succède. La courbe de vitesse passe par son maximum, puis montre toujours la variation brutale de pente qui marque la transition entre le régime d'ébullition et celui de convection.

On observe des courbes de ce type surtout avec le pétrole, l'hexane, le méthanol, le butanol, le glycol, l'eau chaude et les huiles. La longueur du palier, c'est-à-dire la durée du régime de caléfaction, peut être accrue artificiellement par apport de gaz : trempe dans les solutions gazeuses (7) et dans les solutions salines aqueuses décomposables en produits gazeux (6). D'une manière générale, elle croît avec la quantité de chaleur accumulée dans l'échantillon ou lorsqu'on évite les causes de destruction prématurée de la couche de caléfaction (§ I. 4. 1. 3.).

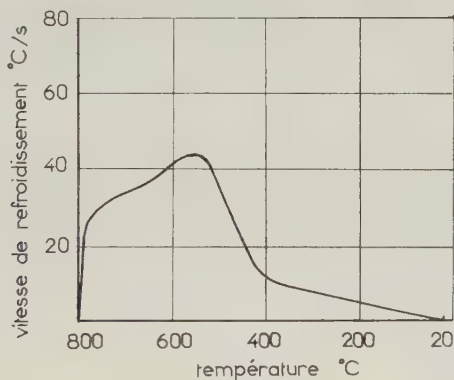


FIG. 6

Courbe de vitesse de refroidissement de type P du centre d'un échantillon en nickel de 20 mm de diamètre et 25 mm de hauteur, trempé depuis 800° C dans une huile industrielle prise à 20° C.

Si le refroidissement est rapide pendant le régime de caléfaction, la quantité de chaleur restant à éliminer au moment où survient le régime d'ébullition peut s'avérer trop faible ; il en résulte que le maximum correspondant à ce régime est relativement peu élevé, d'où des courbes de vitesse d'aspect moins classique à première vue (fig. 6). Ce cas est fréquent avec certaines huiles de trempe du commerce.

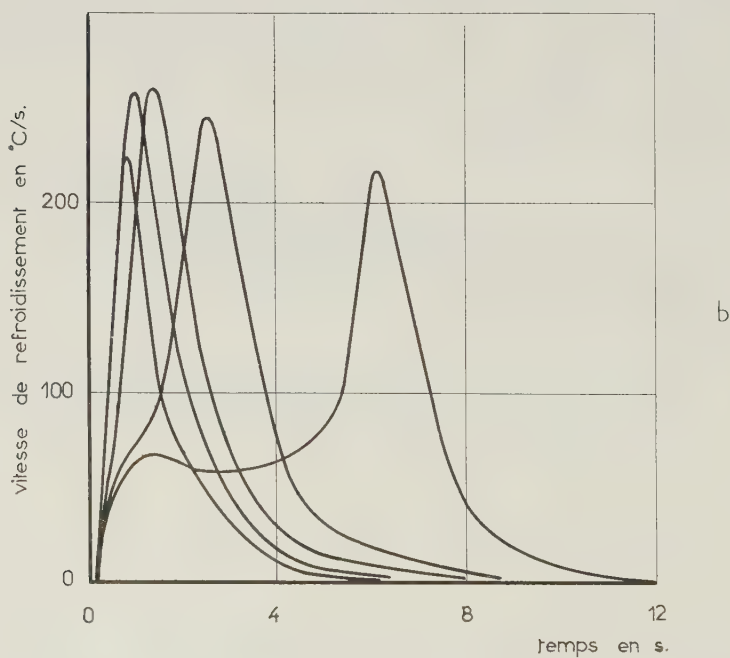
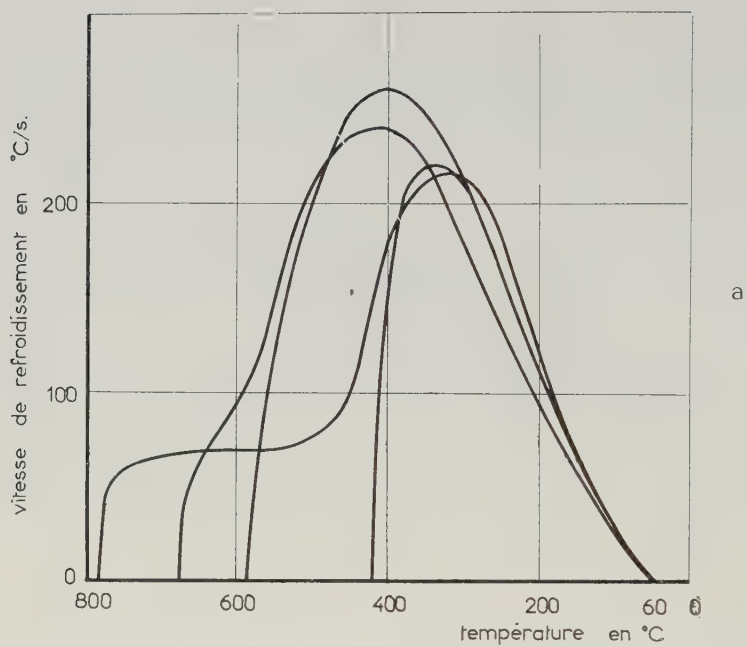


FIG. 7

Famille de courbes de vitesse de refroidissement du centre d'un échantillon en nickel de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur, trempé depuis différentes températures dans de l'eau à 60° C. Représentations en fonction de la température (a) et du temps (b).

I. 4. 3. Courbes du type I.

Elles constituent un cas intermédiaire entre les courbes de types M et P. Le régime de caléfaction éphémère a une durée juste suffisante pour introduire un point d'inflexion sur la branche de courbe de vitesse située du côté des températures élevées, compte tenu de l'« effet écran ». Bien que paraissant difficiles à définir exactement, les courbes de ce type présentent un grand intérêt, comme nous le verrons par la suite.

I. 5. INFLUENCE DE LA TEMPERATURE INITIALE DE TREMPÉ SUR LES COURBES DE VITESSE DE REFROIDISSEMENT.

L'analyse des familles de courbes de vitesse obtenues en refroidissant un même échantillon dans un milieu donné, depuis des températures de plus en plus élevées, permet de déduire un certain nombre de considérations générales au sujet du pouvoir de refroidissement des liquides de trempe. La figure 7 montre, avec les deux modes de représentation, une famille type comme celle que donne le pétrole (5) ou l'eau à 60° C (7).

I. 5. 1. Vitesses maximales de refroidissement.

— *L'évolution de la valeur de la vitesse maximale V_M de refroidissement, en fonction de la température initiale de trempe θ_i , est représentée par une courbe comprenant plusieurs parties (fig. 8)* Le segment AB correspond à des courbes de vitesse de type M_n (refroidissement sans changement de phase); le segment BC à des courbes de vitesse de type M_g (refroidissement avec ébullition nucléée seule). Dans ce second cas, l'accroissement de la vitesse maximale avec θ_i est nettement plus rapide. Le maximum C se rapporte à des courbes de type I, le segment CD à des courbes de type P. L'apparition de courbes de type I dans une série d'expériences signifie que l'on a atteint la vitesse maximale de refroidissement la plus grande possible, réalisable avec le liquide de trempe employé dans les conditions mêmes de l'essai.

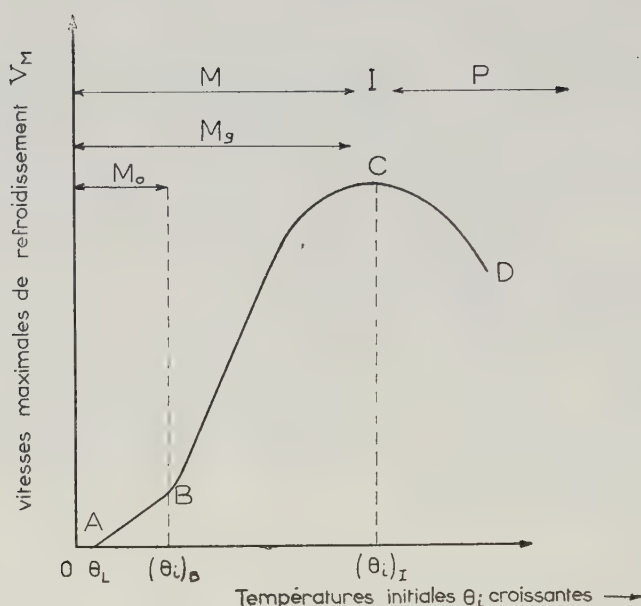


FIG. 8

Schéma indiquant, pour un même liquide, l'évolution de la vitesse maximale de refroidissement du centre d'un échantillon donné, en fonction de la température initiale de trempe.

TABLEAU I. 5. 1 (1)

Température initiale $(\theta_i)_I$ et vitesse maximale $(V_M)_I$ correspondant à des courbes de type I, pour divers liquides de trempe. Echantillon cylindrique en nickel, diamètre, 8 mm ; hauteur, 10 mm. Température mesurée au centre.

Liquides	$(\theta_i)_I$ °C	$(V_M)_I$ °C/s
Huile de vaseline	800	135
Pétrole	600	152
Glycol	600	170
Eau à 80° C	400	120
Eau à 60° C	550	260
Eau à 40° C	600	315
Eau à 20° C	950	400

Le tableau I. 5. 1 (1) rassemble, pour plusieurs liquides et pour l'eau à différentes températures, les valeurs des températures initiales auxquelles correspondent des courbes de type I, ainsi que

les vitesses maximales obtenues dans les conditions expérimentales précisées. La valeur de θ_1 (abscisse du point B), délimitant les zones de températures initiales qui donnent des courbes de types M_0 et M_2 , dépend, à première vue, du point d'ébullition des liquides.

— *La position de V_M dans l'échelle des températures* se déplace régulièrement vers les températures élevées, sans dépasser une limite qui est la position du maximum de la courbe de type I, puis se fixe ou rétrograde au fur et à mesure que le régime de caléfaction devient plus important.

— *La position de V_M dans l'échelle des temps* évolue vers les temps plus longs d'abord très faiblement, tant que les courbes sont du type M, puis beaucoup plus quand elles sont du type P. L'aire de la surface comprise sous la courbe est proportionnelle à la chute de température (§ I. 2.). La vitesse maximale diminue lorsqu'on augmente θ_1 parce que la durée du palier s'accroît.

Pour illustrer ces observations, nous avons représenté sur un diagramme temps - température (fig. 9), la position des maximums appartenant à des courbes obtenues en effectuant des séries de trempe dans l'eau pure prise successivement à 20, 40, 60, 80 et 95° C. Les points relatifs aux refroidissements dans l'eau à une même température sont reliés par des lignes interrompues ; ceux qui correspondent aux refroidissements depuis la même température initiale sont réunis par des lignes continues.

On distingue trois régions associées chacune à un type de courbe de vitesse. Le fait que les lignes de séparation convergent, prouve qu'au-delà d'une certaine température de trempe, il n'existe plus que des courbes de vitesse de type P, quelle que soit la température de l'eau.

L'hexane, le méthanol, le butanol, pris à 20° C, se comportent comme l'eau à 80 ou 95° C : la position du maximum se déplace beaucoup dans l'échelle des temps, mais peu dans l'échelle des températures. Le pétrole est assimilable à l'eau à 60° C. Le maximum redescend notablement dans l'échelle des températures lorsqu'on passe des courbes de type I à celles de type P. Le glycol se comporte comme l'eau à 20° C où la position du maximum rétrograde peu.

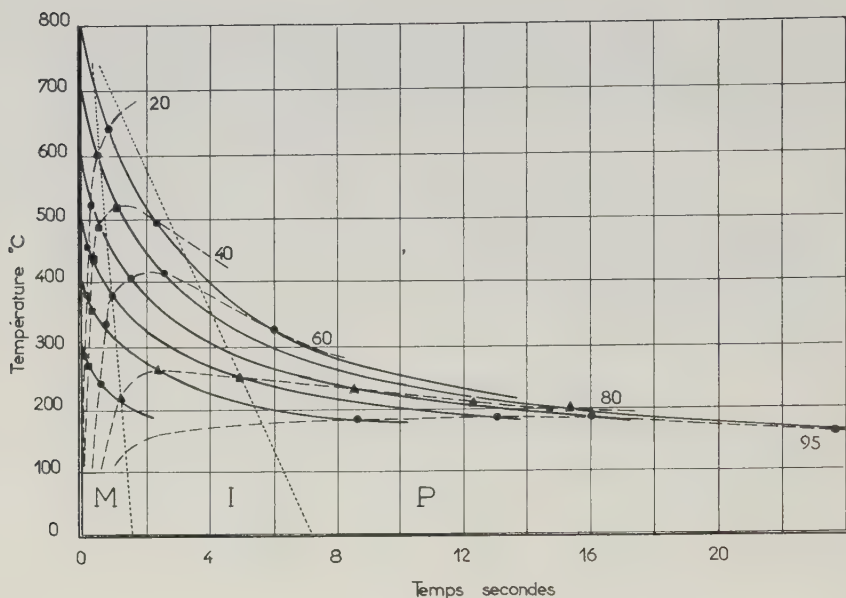


FIG. 9

Diagramme temps - température représentant les coordonnées t_M et θ_M du maximum de vitesse de refroidissement (cf. fig. 1) du centre d'un échantillon cylindrique en nickel (diamètre, 8 mm ; hauteur, 10 mm) trempé dans l'eau. Les lignes continues joignent les points relatifs à des refroidissements effectués depuis la même température θ_i . Les lignes discontinues relient les refroidissements dans l'eau prise à une même température θ_L . Les droites en pointillés partagent le plan en trois régions correspondant chacune à des courbes de l'un des trois types M, I ou P.

La courbe de la figure 8 montre qu'il est possible d'obtenir la même vitesse maximale de refroidissement en trempant depuis deux températures différentes : la première inférieure à $(\theta_i)_I$ correspond à une courbe de type M, l'autre supérieure à $(\theta_i)_I$ à une courbe de type P. En fait, le palier de la courbe de type P se termine à une température très voisine ($\pm 5^\circ \text{C}$) de la température initiale qui donne la courbe de type M. Tout se passe donc à la fin du régime de caléfaction comme si la trempe débutait effectivement avec un refroidissement de type M seul. Pour un liquide donné, la vitesse maximale dépend surtout de la température à laquelle commence le régime d'ébullition.

Rappelons que, dans le cas d'une pièce compacte comme notre cylindre, la vitesse maximale est fonction croissante du rapport de la surface au volume (10).

I. 5.2. Paliers de vitesse de refroidissement.

Les paliers d'une même famille de courbes de vitesse tendent généralement à se superposer quelle que soit la température initiale de trempe (16). Ceci veut dire que, pendant le régime de caléfaction, la vitesse de refroidissement ne dépend que de l'écart entre la température de la surface de l'échantillon et celle du bain.

I. 5.3. Equations des principaux segments des courbes temps - température.

Dans la représentation en fonction du temps, les branches de courbe de vitesse, situées du côté de l'origine, sont rectilignes et coïncident tant que les courbes sont du type M (fig. 7 b). Nous écrirons que :

$$\frac{d\theta}{dt} = -k \quad t$$

soit après intégration :

$$\theta = -\frac{k}{2} t^2 + \theta_i$$

Dans la représentation en fonction de la température (fig. 7a) ce sont les branches situées du côté des basses températures qui tendent à se superposer. Cette propriété s'applique à tous les types de courbes, ce qui rejoint les remarques faites à la fin du paragraphe I. 5. 1. Le caractère sensiblement rectiligne d'une grande partie de la branche correspondant au régime d'ébullition et les observations du paragraphe I. 4. 1. 2., permettent de poser :

$$\frac{d\theta}{dt} = -k' (\theta - \theta_{Eb}) \quad \text{avec } \theta > \theta_{Eb}$$

soit après intégration :

$$\theta = K \exp. (-k' t) + \theta_{Eb}$$

Le fait capital que, dans la représentation température - vitesse de refroidissement, les portions de courbes correspondant au régime

de convection se superposent, quels que soient la température initiale de trempe et le mécanisme de refroidissement initial, indique que la vitesse de refroidissement dans un milieu donné est fonction principalement de la température de la surface des pièces. Cette constatation est à la base d'une hypothèse de travail développée plus loin.

I. 6. INFLUENCE DU SOLUTE SUR LE POUVOIR DE REFROIDISSEMENT DU SOLVANT.

Les familles de courbes de vitesse obtenues en trempant un même échantillon, depuis la même température, dans un même solvant contenant des solutés de natures et de concentrations différentes, présentent aussi de l'intérêt.

Des solutés comme NaCl, KCl, CaCl_2 , NaOH, KOH, ajoutés à l'eau froide, abrègent la durée de la couche de caléfaction éphémère, d'où un avènement plus rapide du régime d'ébullition et des vitesses de refroidissement supérieures (fig. 10). Cependant, lorsque

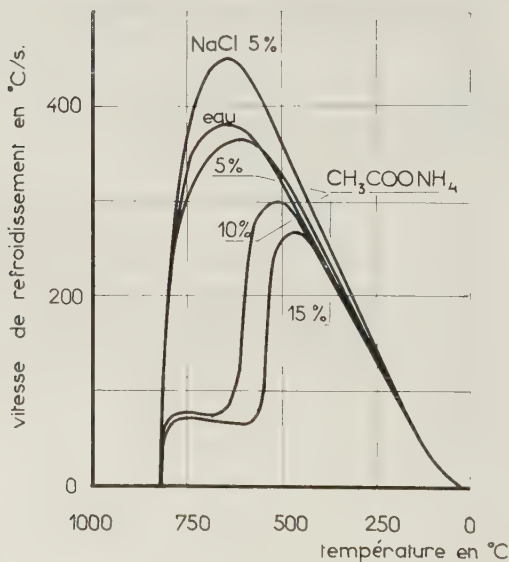


FIG. 10

Influence de la nature et de la concentration du soluté sur la loi de refroidissement dans le solvant pur (échantillon en nickel, diamètre, 8 mm ; hauteur, 10 mm).

la concentration en ces substances dépasse une certaine valeur critique, la surface se recouvre d'une carapace continue de sel qui freine le refroidissement. Les courbes représentant l'évolution de la vitesse maximale V_M , en fonction de la concentration, passent donc par un maximum (10).

D'autres solutés comme l'acétate ou le carbonate d'ammonium se décomposent à l'ébullition en produits gazeux et accroissent, au contraire, la durée du régime de caléfaction avec pour effet de donner des refroidissements plus lents (fig. 10).

L'action de tous ces solutés s'exerce de préférence aux températures élevées, en modifiant la durée des régimes de caléfaction dans un sens ou dans l'autre : il peut alors apparaître des courbes d'un type différent de celui obtenu dans le solvant pur.

Par contre, aux moyennes et basses températures, c'est-à-dire en régimes d'ébullition et de convection naturelle, les segments des courbes température - vitesse de refroidissement viennent pratiquement se confondre, car c'est l'action du solvant pur qui prédomine.

I. 7. CONCLUSION.

I. 7. 1. Nous proposons de *représenter les lois de refroidissement* par une formule précisant seulement les caractères essentiels que nous avons mis en évidence dans l'étude des courbes de vitesse.

Aux lois qui ont des courbes de vitesse du type M, nous faisons correspondre une formule comprenant la lettre M et des paramètres indiquant la valeur V_M de la vitesse maximale et ses coordonnées dans les échelles des temps (t_M) et des températures (θ_M) :

$$M \ V_M \ (t_M ; \theta_M)$$

Lorsque les courbes de vitesse sont du type P, le groupe de paramètres caractérisant la loi de refroidissement doit contenir, en outre, des indications sur le palier. Nous choisissons la hauteur V_F du palier en un point situé à mi-distance entre la température initiale de trempe et la température de fin de palier et les

coordonnées de ce point t_P et θ_P dans les échelles des temps et des températures. Nous avons alors la formule :

$$P \ V_P \ (t_P ; \ \theta_P) \ V_M \ (t_M ; \ \theta_M)$$

Pour les huiles, il serait utile d'adjoindre la valeur θ_T de la température de transition à laquelle le régime d'ébullition fait place au régime de convection naturelle.

Les lois de refroidissement, correspondant aux courbes de type I, seront définies par la formule :

$$I \ V_I \ (t_I ; \ \theta_I) \ V_M \ (t_M ; \ \theta_M)$$

où t_I et θ_I sont les coordonnées du point d'inflexion et V_I la vitesse en ce point.

Cette symbolisation doit évidemment être accompagnée de précisions sur les conditions expérimentales dans lesquelles les valeurs numériques ont été obtenues [tableau I. 7 (1)]. Elle

TABLEAU I. 7 (1)

Formules représentatives des lois de refroidissement dans divers milieux avec des conditions expérimentales aussi voisines que possible : échantillon cylindrique en nickel (diamètre, 8 mm ; hauteur, 10 mm) trempé depuis 800° C. La température finale est indiquée. Les vitesses V sont données en °C/s, les temps t en secondes et dixièmes de seconde placés en indice, les températures θ en °C.

Milieux	Formules représentatives		
	Type	Palier	Maximum
		$V_P \ (t_P ; \ \theta_P)$	$V_M \ (t_M ; \ \theta_M)$
Eau pure à 20° C	M_g		380 (1 ; 660)
Eau pure à 40° C	I	115 (2 ; 650)	254 (3 ; 475)
Eau pure à 60° C	P	59 (2 ₅ ; 660)	184 (6 ; 475)
Eau pure à 80° C	P	40 (7 ; 550)	98 (16 ; 220)
Eau pure à 95° C	P	20 ₅ (12 ; 515)	55 (26 ; 167)
Eau saturée de CO ₂ à 20° C	P	57 (29 ; 635)	156 (78 ; 310)
Eau + 20 % NaCl à 20° C	M_g		430 (0 ₅ ; 575)

permet de reconstituer la loi de refroidissement avec une bonne approximation. Les diverses tentatives effectuées jusqu'à présent, dans ce sens, se bornent à donner la vitesse de refroidissement dans un domaine de température choisi arbitrairement à l'avance, souvent en fonction de considérations d'ordre métallurgique. Ce n'est pas obligatoirement dans ce domaine que se manifeste le mieux l'originalité de la loi de refroidissement.

I. 7. 2. Les données qui figurent dans les formules représentatives [Tableau I. 7 (1)], sont assez nombreuses pour permettre de *comparer* rapidement entre elles les lois de refroidissement dans *divers milieux*, avec des *conditions expérimentales identiques*.

I. 7. 3. Si l'on veut maintenant *caractériser complètement un milieu*, il est indispensable de considérer les familles de courbes de vitesse obtenues en trempant le même échantillon depuis plusieurs températures. Un graphique tel que celui de la figure 8 indique, en particulier, la température initiale $(\theta_1)_I$ à laquelle correspond la plus grande vitesse maximale de refroidissement $(V_M)_I$ réalisable avec ce milieu.

I. 7. 4. Des diagrammes comme celui de la figure 9 peuvent, d'autre part, guider dans le *choix des lois de refroidissement* permettant de passer à gauche du « nez » de la courbe de début de transformation du diagramme T.T.T. d'un acier donné.

I. 7. 5. Ce sont les *différences de températures* entre la surface de l'échantillon et le milieu de trempe qui règlent l'existence des divers régimes de refroidissement.

I. 7. 6. Cependant, les trempes de soudures de couples thermoélectriques ont démontré qu'il faut, en outre, des *densités de flux de chaleur* suffisantes pour entretenir les régimes de refroidissement pendant l'intervalle de temps minimal nécessaire à leur perception en un endroit quelconque de l'échantillon (11).

I. 7. 7. Le régime initial a lieu dans toutes les trempes et nous verrons qu'il est responsable du fait que les vitesses de refroidissement ne sont pas infinies à l'instant initial (§ IV. 4. 1.).

I. 7. 8. Le refroidissement *dans le vide* a lieu uniquement par rayonnement thermique.

I. 7. 9. Quand le milieu de trempe ne subit *pas de changement d'état* dans l'intervalle de température parcouru, le refroidissement s'effectue par convection naturelle et rayonnement (dans les gaz), par convection naturelle (dans les liquides), ou par conduction (contact avec un autre solide, refroidissement en sable). La courbe de vitesse est du type M_0 .

I. 7. 10. *S'il se produit un changement d'état* (vaporisation), la courbe de vitesse est du type M_g , I ou P suivant les régimes de refroidissement mis en jeu comme l'indique le tableau I. 7 (2).

TABLEAU I. 7 (2)

Correspondance entre le type de courbe de vitesse et la succession des divers régimes de refroidissement rangés de gauche à droite par ordre chronologique.

Régimes de refroidissement							
initial	Avec changement d'état du liquide			sans (*)			
	caléfaction		ébullition	convection			
	importante	éphémère					
+	+		+	+		P	types de courbes de vitesse de refroidissement du centre de l'échantillon
+		+	+	+		I	
+			+	+		M_g	
+				+		M_0	
						M	

(*) Sans changement d'état du liquide.

CHAPITRE II

ÉTUDE THERMOCINÉTIQUE DES RÉGIMES DE REFROIDISSEMENT SANS CHANGEMENT D'ÉTAT DU MILIEU DE TREMPE

II. 1. INTRODUCTION.

Considérons un solide dont la surface est à une température θ_s , plongé dans un milieu à température inférieure θ' . La quantité de chaleur échangée entre les deux milieux, à travers l'interface, est égale à celle qui se transmet dans chacun d'eux. Si l'échange a lieu pendant l'intervalle de temps dt , par l'intermédiaire d'un élément de contact ds , nous avons du côté du solide :

$$q. ds. dt = - \lambda (\text{grad } \theta)_n ds. dt$$

expression dans laquelle λ est le coefficient de conductibilité thermique du solide et $(\text{grad } \theta)_n$ le gradient de température dans l'échantillon le long d'une direction perpendiculaire à l'élément de surface ds .

Du côté du fluide, nous définissons un coefficient de transmission h_{ex} dit « extérieur » au moyen de l'expression :

$$q. ds. dt = h_{ex} (\theta_s - \theta') ds. dt$$

Le gradient de température dans le solide, au voisinage de la surface d'échange, a finalement pour expression :

$$\text{II. 1 (1)} \quad (\text{grad } \theta)_n = - \frac{h_{\text{ex}}}{\lambda} (\theta_s - \theta')$$

Le rapport :

$$\text{II. 1 (2)} \quad \alpha = \frac{h_{\text{ex}}}{\lambda} \quad (39,41)$$

ou encore :

$$H = \frac{h_{\text{ex}}}{2\lambda} \quad (19)$$

est utilisé pour caractériser le pouvoir de refroidissement des milieux de trempe. Il sert à définir ce qu'on appelle la sévérité de trempe qui est d'autant plus grande que, pour une valeur donnée du coefficient de conductibilité du solide λ , le coefficient de transmission h_{ex} a une valeur plus élevée. A la limite, si h_{ex} est infini, la peau du solide se trouve portée instantanément à la température extérieure et, à l'intérieur, la variation de température en fonction du temps ne dépend plus que des propriétés thermiques du solide (λ , C , ρ) et de ses dimensions (*). Un milieu de trempe qui engendre un tel refroidissement est appelé « idéal »

Les milieux usuels s'écartent notablement de ce cas. Le coefficient de transmission extérieur h_{ex} dépend non seulement de leur nature, mais aussi des conditions opératoires. Il varie, en outre, au cours d'un même refroidissement (14).

Par comparaison avec le milieu de trempe idéal, nous dirons que les milieux usuels s'opposent au refroidissement différemment suivant leur nature. Nous sommes donc amenés à considérer, pour chacun d'eux pris dans des conditions opératoires données, *la quantité maximale de chaleur qu'il peut transmettre.*

Soit un échantillon en train de se refroidir dans un fluide. Pour simplifier, nous admettons que sa température est uniforme. Lorsqu'il est à la température θ , le fluide laisse passer un flux de chaleur bien déterminé Φ . S'il n'y a pas de source de chaleur

(*) La thermocinétique classique peut étudier en particulier la variation de température dans le solide, au cours de la trempe, si h_{ex} est infini et si la température du fluide de refroidissement reste constante.

dans l'échantillon, le flux est alimenté uniquement par la chaleur emmagasinée au chauffage. Il occasionne donc, dans l'intervalle de temps dt , un abaissement $d\theta$ de la température de l'échantillon. Désignant par ρ la masse volumique du métal de l'échantillon, C la chaleur spécifique, V le volume, nous écrivons :

$$\text{II. 1 (3)} \quad \Phi_{\theta} dt = - \rho V C d\theta$$

d'où l'on déduit :

$$\text{II. 1 (4)} \quad \left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{\theta} = - \frac{\Phi_{\theta}}{\rho VC}$$

Le signe moins indique seulement qu'il s'agit d'un refroidissement, c'est-à-dire que $d\theta < 0$ quand le temps croît ($dt > 0$). Nous n'utiliserons bien souvent, par la suite, que la valeur absolue de la vitesse de refroidissement.

Insistons sur le fait que la formule II. 1 (4) n'est rigoureusement applicable que si la température de l'échantillon est uniforme. Cette condition est pratiquement satisfaite lorsque les vitesses de refroidissement sont suffisamment faibles pour n'entraîner que des écarts de température minimes dans les pièces ou lorsque l'échantillon est lui-même assez petit pour qu'on puisse considérer que sa température est uniforme. On rencontre le premier cas au cours du refroidissement dans le vide, les gaz, les liquides en régime de convection et en régime de caléfaction ; on réalise le second en prenant comme échantillon la soudure d'un couple thermo électrique.

Négligeant, pour l'instant, les variations de ρVC avec la température, nous pouvons conclure, compte tenu des réserves faites ci-dessus, que la vitesse de refroidissement de l'échantillon à la température θ est proportionnelle au flux de chaleur transmis par le liquide de trempe à cette température. Pour évaluer ce flux, nous l'identifions à celui que le même liquide transmet *en régime permanent* dans les mêmes conditions de température.

Nous allons donc évaluer Φ_{θ} à chaque température θ , dans les divers régimes de refroidissement lent, au moyen des formules établies pour la transmission de chaleur en régime permanent, puis nous comparerons les valeurs calculées de la vitesse de refroidissement aux valeurs expérimentales.

II. 2. LA TRANSMISSION DE LA CHALEUR PAR RAYONNEMENT.

II. 2. 1. Théorie.

Les échanges de chaleur par rayonnement possèdent la particularité de ne pas avoir d'inertie au cours des variations de température.

Précisons, dès maintenant, la contribution du rayonnement thermique dans le processus du refroidissement.

Considérons deux cylindres coaxiaux C_1 (intérieur) et C_2 (extérieur) d'aires A_1 et A_2 et de facteurs totaux d'émission ϵ_1 et ϵ_2 . Leurs températures absolues étant respectivement de T_1 et T_2 ($T_1 > T_2$), le flux de chaleur effectivement cédé par C_1 à C_2 est donné par l'expression (37) :

$$\text{II. 2. 1 (1)} \quad \Phi = A_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4) \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right)}$$

Remarquons qu'en posant $A_1 = A_2$, on retrouve la formule valable pour des plans :

$$\text{II. 2. 1 (2)} \quad \Phi = A_1 \sigma (T_1^4 - T_2^4) \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2}$$

Si le rapport $\frac{A_1}{A_2}$ est très petit, la formule II. 2. 1 (1) se réduit à :

$$\text{II. 2. 1 (3)} \quad \Phi = A_1 \sigma \epsilon_1 (T_1^4 - T_2^4)$$

ce qui signifie que la surface A_2 n'intervient plus explicitement par son facteur d'émission, mais uniquement par sa température. C'est le cas du rayonnement d'un corps placé dans une enceinte de grandes dimensions.

Si le rapport $\frac{A_1}{A_2}$ est plus grand, tout en restant par hypothèse inférieur à 1, et si ϵ_2 est voisin de 1 le terme en $\frac{A_1}{A_2}$

peut encore être négligé. On rencontre cette éventualité lors du refroidissement à travers un film gazeux pendant le régime de caléfaction : on sait, en effet, qu'aux basses températures une couche d'eau même très mince, de l'ordre du millimètre, a un facteur total d'émission d'environ 0,96 (37). A fortiori, si la masse d'eau est importante, comme dans les expériences de trempe, on peut attribuer la valeur 1 à l'interface vapeur - liquide et la formule II. 2. 1 (1) avec $\varepsilon_2 = 1$ se réduit à la formule simple II. 2. 1 (3).

Désignons par A_s l'aire de l'échantillon, T_s la température absolue de sa surface, T_a la température ambiante absolue. Pour exprimer la densité de flux de chaleur sortant de l'échantillon à l'aide de formules analogues à celles de la conduction, nous utiliserons un coefficient superficiel de transmission relatif au rayonnement thermique h_r tel que :

$$\text{II. 2. 1 (4)} \quad \frac{\Phi}{A_s} = h_r (T_s - T_a)$$

Entre ce coefficient h_r et le coefficient h_r° relatif au rayonnement entre corps noirs, nous avons, par définition de ε , la relation :

$$\text{II. 2. 1 (5)} \quad h_r = \varepsilon h_r^\circ$$

Nous pouvons calculer facilement h_r° aux différentes températures avec l'expression :

$$\text{II. 2. 1 (6)} \quad h_r^\circ = \frac{\sigma}{T_s - T_a} (T_s^4 - T_a^4)$$

dans laquelle nous remplacerons la constante de Stefan-Boltzmann par sa valeur :

$$\sigma = 4,88 \times 10^{-8} \text{ Kcal/h m}^2 \text{ }^\circ\text{K}$$

ce qui donne :

$$\text{II. 2. 1 (7)} \quad h_r^\circ = \frac{4,88}{T_s - T_a} \left[\left(\frac{T_s}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_a}{100} \right)^4 \right]$$

Les coefficients h_r et h_r° s'expriment alors en Kcal/m² h°K.

Le calcul de h_r requiert la connaissance du facteur total d'émission ε de la surface des pièces. Pour notre échantillon de nickel recouvert d'une couche adhérente d'oxyde stable, nous adoptons les valeurs de ε données en fonction de la température par la courbe présentée en annexe VI, qui concerne un échantillon

de nickel poli, puis oxydé à 900° C. Nous avons placé en annexe VII la courbe indiquant les valeurs de h_r établies pour $\theta_a = 20^\circ \text{C}$ (température ambiante) et pour diverses valeurs de θ_s .

II. 2. 2. Application au refroidissement dans le vide.

Les expériences ont été faites avec un dispositif spécial de trempe, dans un vide de 1 à $2 \cdot 10^{-4}$ torrs (Annexe III). Pendant le refroidissement, l'échantillon de nickel (diam. 8 mm, haut. 10 mm) est maintenu au centre d'une enceinte cylindrique en acier dont les parois sont à 20° C. Les dimensions de cette enceinte (diam. 130 mm, haut. 150 mm) sont telles qu'on peut employer la formule réduite II. 2. 1 (3) et les expressions qui en dérivent pour calculer h_r . Nous utilisons donc les valeurs données en annexe VII.

TABEAU II. 2. 2 (1)

Calcul de la vitesse de refroidissement dans le vide d'un échantillon cylindrique en nickel, de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur, oxydé superficiellement à 800° C. Température de l'enceinte $\theta_a = 20^\circ \text{C}$.

θ °C	$(\theta - \theta_a)$ °C	h_r Kcal/h m ² °C	$\frac{A_s}{\rho VC}$ $\frac{1}{h^2} \text{°C/m}^3$	$\frac{d\theta}{dt}$ (—) °C/s
100	80	3,25	0,713	0,05
200	180	5,49	0,667	0,18
300	280	8,68	0,590	0,38
400	380	13,22	0,633	0,86
500	480	19,73	0,651	1,71
600	580	28,41	0,645	2,95
700	680	40,83	0,633	4,89
800	780	58,57 ₅	0,612	7,77

N. B. — Les valeurs de la chaleur spécifique C du nickel aux différentes températures sont extraites de Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials, The Mac Millan Company, New York (1961).

Le refroidissement a lieu seulement par rayonnement. Il s'en suit que le flux de chaleur à la température θ est donné par l'expression II. 2. 1 (4), où l'on remplacera sans inconvénient les températures absolues par les températures exprimées en degrés Celsius :

$$\Phi_{\theta} = A_s h_r (\theta - \theta_a)$$

La vitesse de refroidissement à chaque température θ est alors, d'après II. 1 (4) :

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{\theta} = - \frac{A_s}{\rho VC} h_r (\theta - \theta_a)$$

Les valeurs ainsi calculées sont rassemblées dans le tableau II. 2. 2 (1). La comparaison avec les vitesses de refroidissement déterminées expérimentalement et portées sur la figure 11 fait ressortir une bonne concordance excepté à l'instant initial où l'on calcule une vitesse finie alors que le couple indique une vitesse nulle. L'explication de cette anomalie se trouve dans les considérations de l'annexe I.

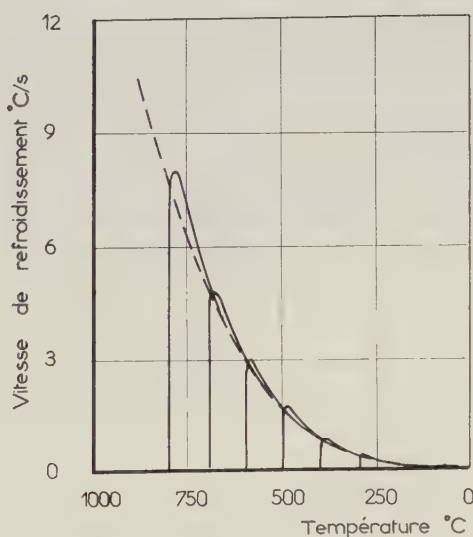


FIG. 11

Comparaison entre les vitesses de refroidissement dans le vide mesurées au centre d'un échantillon de nickel oxydé superficiellement à 800° C (famille de courbes en trait continu) et les vitesses calculées à chaque température (courbes en trait discontinu).

Il nous semble qu'inversement, nous disposons là d'un moyen simple pour évaluer le facteur total d'émission des substances dans le vide aux diverses températures.

II. 3. LE REGIME DE CONVECTION.

II. 3. 1. Théorie.

Le corps chaud cède spontanément de la chaleur au fluide ambiant sous l'action d'une différence de température. Il s'établit ainsi dans le fluide un champ de température non uniforme où prennent naissance des forces de volume qui engendrent des mouvements de matière. Evaluons l'intensité de la force d'Archimède par unité de volume, appliquée à un petit élément de volume. Nous négligerons, pour cela, les différences de pression devant la pression totale pour ne considérer que les variations de température. Désignons par ρ_0 la masse spécifique du fluide au loin, β son coefficient de dilatation, g l'accélération de la pesanteur et $(\Delta \theta)$ l'excès de température de l'élément de volume sur la température au loin, la force en question est donnée par l'expression :

$$\text{II. 3. 1 (1)} \quad \rho_0 g - \frac{\rho_0 g}{1 + \beta (\Delta \theta)} \simeq \rho_0 g \beta (\Delta \theta)$$

Cette force est cependant incapable de provoquer un mouvement notable si β ou $(\Delta \theta)$ sont petits ou si la viscosité a une valeur infinie. Tout se passe alors comme dans un solide : il s'organise un champ de température et la transmission de la chaleur obéit aux lois de la conduction.

Le phénomène de convection naturelle accroît le processus de transfert de chaleur puisque le mouvement de matière engendré correspond à un travail.

La convection naturelle est sensible aux influences extérieures susceptibles de modifier ou de limiter les mouvements : courants d'air, parois du contenant, surface libre des liquides. La figure 12 montre la progression du front de liquide chaud repéré par une élévation de température de 1°C , au bout de temps variant de 1 à 6 secondes après l'immersion d'un échantillon aux formes profilées, dans l'eau froide (17). Le liquide se déplace parallèlement à la

surface libre. Dans un bac de diamètre inférieur, il redescend le long des parois (fig. 12 b). Quand on trempe dans l'huile (fig. 13), l'épaisseur du liquide chaud qui se propage le long de la surface libre est environ dix fois moindre. Par contre, la température mesurée à la surface du bain et à 2 cm de l'axe de l'échantillon est plus élevée : 40°C au lieu de 24°C dans l'eau (17).

Pour évaluer la transmission de chaleur par convection naturelle, on considère l'effet global des phénomènes.

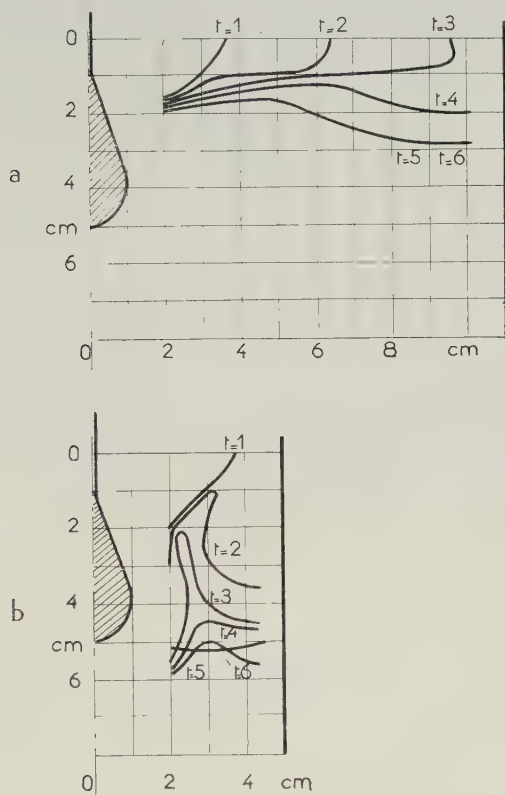


FIG. 12

Mise en évidence des mouvements de convection dans l'eau contenue dans deux bacs cylindriques : l'un de 12 cm de profondeur et 22 cm de diamètre (a), l'autre de 12 cm de profondeur et 10 cm de diamètre (b). Les courbes représentent la position du front de liquide chaud 1, 2, 3, 4, 5 et 6 secondes après l'immersion d'un échantillon de forme profilée.

Désignant par h_c le coefficient superficiel de transmission de la chaleur par convection naturelle, la densité de flux de chaleur transmise entre la surface du solide à température θ_s et le fluide ambiant à température θ_a est donnée par l'expression :

$$\text{II. 3. 1 (2)} \quad \frac{\Phi}{A_s} = h_c (\theta_s - \theta_a)$$

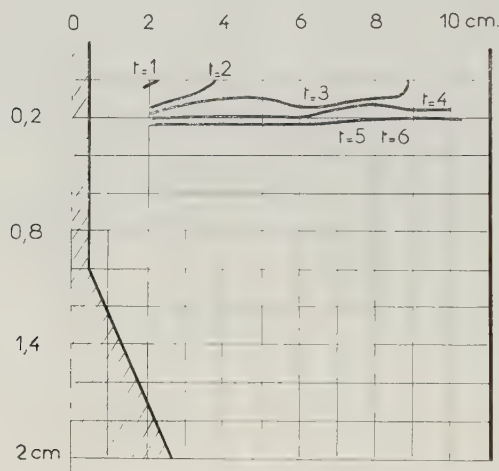


FIG. 13

Mouvements de convection dans l'huile de vaseline (cf. fig. 12).

Le calcul de h_c est délicat. En plus des caractéristiques du fluide comme la viscosité μ , la chaleur spécifique C , la conductibilité λ , la masse spécifique ρ , le coefficient de dilatation β , il fait intervenir l'écart $\Delta \theta$ entre la température de la surface de l'échantillon et celle de la masse du liquide, et un facteur géométrique L au sujet duquel on a quelquefois peu de renseignements. On prend généralement pour valeur de L la hauteur de l'échantillon, car théoriquement c'est elle qui entre en jeu, mais il faut en outre tenir compte de la forme des pièces. L'équation empirique suivante a été proposée par LORENTZ (25) :

$$\text{II. 3. 1 (3)} \quad \left(\frac{h_c L}{\lambda_f} \right) = C \left[\left(\frac{L^3 \rho_f^2 g \beta_f (\Delta \theta)}{\mu_f^2} \right) \left(\frac{C \mu}{\lambda} \right)_f \right]^n$$

On reconnaît, de gauche à droite, les groupes sans dimension appelés nombres de NUSSELT, de GRASHOF et de PRANDTL.

Le nombre de NUSSELT contient le coefficient de transmission h_c ; il mesure l'efficacité du transfert de chaleur par convection naturelle relativement à la conduction pure. Le nombre de GRASHOF joue, dans les problèmes de convection libre, un rôle analogue à celui du nombre de REYNOLDS en convection forcée ; il caractérise le régime d'écoulement. Quant au nombre de PRANDTL, il représente le rapport de la capacité du fluide à transporter la quantité de mouvement à sa capacité à transporter la chaleur (18). Les indices f indiquent que la valeur à prendre pour les propriétés auxquelles ils sont affectés est celle qui correspond à une température moyenne

dite de film θ_f égale à $\frac{\theta_s + \theta_a}{2}$; cette correction intervient

pour tenir compte de la variation des propriétés en fonction de la température. La relation ci-dessus se met généralement sous la forme condensée :

$$\text{II. 3. 1 (4)} \quad \text{Nu} = C' [\text{Gr} \cdot \text{Pr}]^n$$

Les valeurs attribuées à C' et n dépendent du produit

$$X = [\text{Gr} \cdot \text{Pr}]$$

Si $10^9 < X < 10^{12}$, MAC ADAMS (26) recommande de prendre pour des plans et des cylindres verticaux (21) :

$$C' = 0,13 \text{ et } n = \frac{1}{3} ; \text{ dans ce cas } L \text{ disparaît.}$$

$$\text{Si } 10^4 < X < 10^9, C' = 0,59 \text{ et } n = \frac{1}{4} ;$$

Si $X < 10^4$, le même auteur conseille d'utiliser une courbe tracée d'après les données de WEISE (45) et SAUNDERS (40). Cette courbe groupe des résultats relatifs à de courtes plaques verticales.

ECKERT (15) a établi une équation théorique pour des plans verticaux, mais applicable aussi à des cylindres verticaux dont le diamètre est nettement plus grand que l'épaisseur du filet de fluide chaud :

$$\text{II. 3. 1 (5)} \quad \frac{h_{cm} L}{\lambda_f} = 0,675 \left(\frac{\text{Pr}_f}{0,952 + \text{Pr}_f} \right)^{\frac{1}{4}} [\text{Pr}_f \cdot \text{Gr}_f]^{\frac{1}{4}}$$

dans cette relation,

$$\text{II. 3. 1 (6)} \quad h_{\text{cm}} = \frac{4}{3} h'_c$$

h'_c étant le coefficient évalué en prenant la hauteur de la plaque ou du cylindre pour calculer le nombre de GRASHOF. Le domaine de validité du calcul correspond aux nombres de GRASHOF compris entre 10^9 et 10^4 pour lesquels le mouvement est laminaire.

Lorsque le nombre de PRANDTL est grand, la valeur du rapport $\frac{\text{Pr}_f}{0,952 + \text{Pr}_f}$ est très proche de 1 ; on retrouve la formule empirique II. 3. 1 (3) avec $n = \frac{1}{4}$, mais avec un paramètre C' valant 0,675 au lieu de 0,590.

Lorsque le nombre de PRANDTL est voisin de 0,7 (cas des gaz), la formule d'ECKERT donne les mêmes résultats que la formule empirique.

II. 3. 2. Application au refroidissement dans l'air.

Les échantillons trempés à l'aide d'un dispositif simple (annexe II) sont maintenus immobiles dans l'air dont la température au loin est θ_a . La transmission de chaleur a lieu par rayonnement et par convection. Avec des notations déjà utilisées, l'expression du flux de chaleur correspondant à une température θ_s de la surface est :

$$\text{II. 3. 2 (1)} \quad \Phi_{\theta_s} = A_s (h_c + h_r) (\theta_s - \theta_a)$$

On montre expérimentalement (2) qu'au cours de tels refroidissements, il n'existe pratiquement pas de différence de température dans l'échantillon. Nous admettons donc que le refroidissement est uniforme ($\theta = \theta_s$), ce qui nous autorise à comparer les courbes expérimentales de refroidissement du centre aux courbes calculées. Portant l'expression ci-dessus dans la formule II. 1 (4), on obtient :

$$\text{II. 3. 2 (2)} \quad \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_{\theta} = - \frac{A_s}{\rho VC} (h_c + h_r) (\theta - \theta_a)$$

TABLEAUX II. 3. 2

Calcul de la vitesse de refroidissement dans l'air d'échantillons en nickel recouverts d'oxyde.

(1) Echantillon cylindrique de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur.

θ °C	$\theta - \theta_a$ °C	h_c Kcal/h m ² °C	h_r Kcal/h m ² °C	$\frac{A_s}{\rho VC}$ h ² °C/m ³	$\frac{d\theta}{dt}$ (—) °C/s
200	180	15	5,5	0,667	0,7
400	380	17	13,2	0,633	2,0
600	580	18,5	28,4	0,645	4,9
800	780	19,2	58,6	0,612	10,3

(2) Echantillon cylindrique de 8 mm de diamètre et 24 mm de hauteur.

θ °C	$\theta - \theta_a$ °C	h_c Kcal/h m ² °C	h_r Kcal/h m ² °C	$\frac{A_s}{\rho VC}$ h ² °C/m ³	$\frac{d\theta}{dt}$ (—) °C/s
200	180	11,5	5,5	0,556	0,47
400	380	12,8	13,2	0,526	1,4
600	580	13,4	28,4	0,538	3,6
800	780	13,7	58,6	0,509	8

N.B. — Les caractéristiques physiques de l'air aux différentes températures sont extraites de l'ouvrage de MAC ADAMS (26), p. 537.

Les valeurs adoptées pour le facteur géométrique L sont les hauteurs des cylindres.

Le calcul de $\frac{A_s}{\rho VC}$ est effectué pour chaque dimension d'échantillon et, afin de tenir compte des variations des propriétés spécifiques du nickel, à chaque température comme précédemment (§ II. 2.2.). Les valeurs de h_r peuvent être lues sur la courbe de l'annexe VII. Celles de h_c sont obtenues, soit directement à l'aide de la formule empirique II. 3. 1 (3), soit par l'intermédiaire

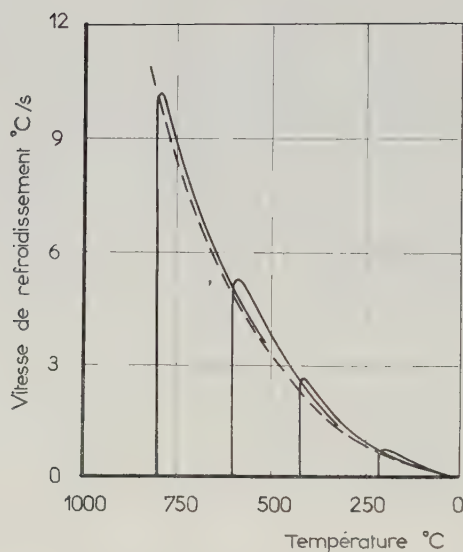


FIG. 14

Comparaison entre les vitesses de refroidissement dans l'air mesurées au centre d'un échantillon cylindrique (diamètre, 8 mm ; hauteur, 10 mm) en nickel, oxydé superficiellement à 800° C, puis trempé successivement depuis plusieurs températures (famille de courbes en trait continu) et les vitesses calculées à chaque température (courbe en trait discontinu).

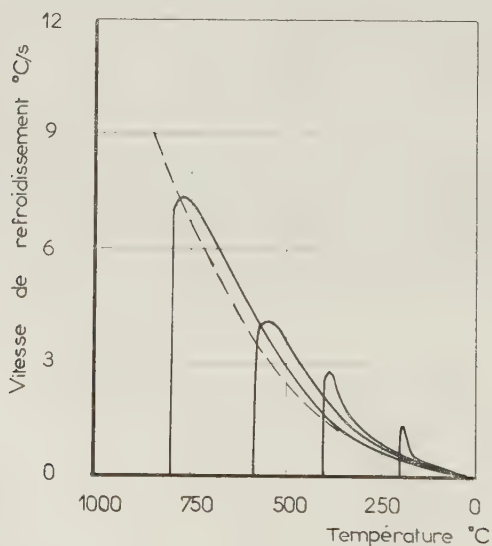


FIG. 15

Cas du refroidissement dans l'air d'un échantillon de 8 mm de diamètre et 24 mm de hauteur (cf. fig. 14).

de la courbe de WEISE et SAUNDERS (26), suivant les valeurs du produit des nombres de GRASHOF et de PRANDTL.

Les résultats concernant deux échantillons cylindriques en nickel, oxydés en surface, de même diamètre (8 mm), mais de hauteurs différentes (10 et 24 mm), sont rassemblés dans les tableaux II. 3. 2 (1) et (2), où l'on pourra apprécier les contributions respectives de chaque mode de refroidissement en comparant les termes h_c et h_r . Les courbes de vitesse calculées et les courbes déduites des expériences sont reportées sur les figures 14 et 15.

La concordance est meilleure à la fin du refroidissement qu'au début. L'explication de ce fait est immédiate si l'on observe que les formules employées pour effectuer les calculs sont celles des régimes permanents. Or, au cours du refroidissement, les champs de température et de vitesse dans le fluide évoluent. Aux températures élevées, l'évolution du champ de température précède celle du champ de vitesse, car la chaleur se transmet surtout par rayonnement. La vitesse de convection est toujours supérieure à ce qu'elle serait en régime permanent et les courbes expérimentales sont au-dessus de la courbe calculée. Aux températures inférieures à 400° C, la contribution des deux modes de transfert de chaleur devient équivalente. L'évolution du champ de température se règle sur le transfert de chaleur par convection ; elle est, par conséquent, moins rapide et se trouve en concordance plus étroite avec celle du champ de vitesse.

Les pointes observées quelquefois sur les courbes expérimentales, au début de certaines trempes, sont dues au déplacement d'air accidentel résultant de la mise en place de l'échantillon. L'efficacité de la convection se trouve momentanément accrue.

Insistons sur le fait que les formules, permettant de calculer le coefficient superficiel de transmission de chaleur par convection naturelle et notamment la formule d'ECKERT, supposent que l'épaisseur du filet de fluide chaud est faible devant l'épaisseur ou le diamètre des échantillons. On peut sortir de leur domaine d'application en prenant des échantillons de plus en plus hauts, car l'épaisseur du filet croît corrélativement.

II. 3. 3. Application au refroidissement dans l'huile de vaseline à 25° C.

La figure 16 présente les courbes de vitesse de refroidissement obtenues en trempant le même échantillon dans de l'huile de vaseline à 20°C depuis plusieurs températures et la courbe de vitesse calculée en évaluant h_{cm} au moyen de la formule d'ECKERT. Les branches de courbe, situées du côté des basses températures, viennent pratiquement se superposer. L'origine des pointes est sans doute la même que précédemment (§ II. 3. 2.) : on observe une augmentation du transfert de chaleur par convection, consécutive à la mise en place de l'échantillon dans le bain. La concordance avec la courbe calculée est correcte jusqu'à 300° C, température de transition au-dessus de laquelle existe le régime d'ébullition qui provoque un refroidissement beaucoup plus intense que le régime de convection.

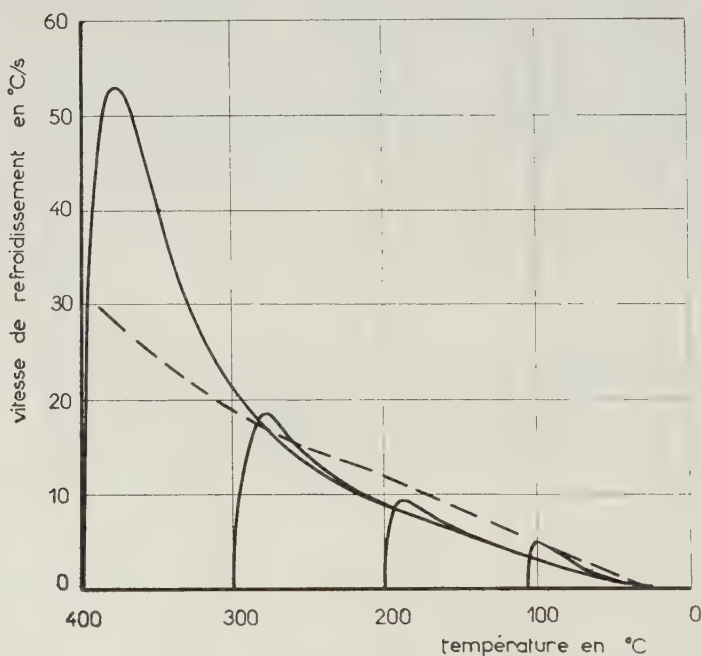


FIG. 16

Cas d'un échantillon en nickel (diamètre, 8 mm ; hauteur, 10 mm) trempé dans l'huile de vaseline à 25° C (cf. fig. 14).

N.B. — La courbe calculée (en trait discontinu) montre une allure irrégulière parce que, faute de valeurs exactes, nous avons adopté des valeurs moyennes pour les caractéristiques sans tenir compte de leurs variations en fonction de la température.

II. 3. 4. Application au refroidissement dans l'eau à 20°C.

Nous avons représenté sur la figure 17 la courbe expérimentale et les courbes de vitesse calculées en évaluant le coefficient superficiel de transmission de la chaleur, d'une part à l'aide de la formule empirique, d'autre part à l'aide de la formule théorique d'ECKERT [tableau II. 3. 4 (1)]. Le rayonnement thermique est négligeable.

La formule d'ECKERT donne des valeurs un peu plus proches des valeurs mesurées, mais encore inférieures. Le décalage entre les résultats du calcul et ceux des expériences provient du fait que, dans celles-ci, le régime de convection est précédé d'un régime d'ébullition au cours duquel le bain est soumis à une forte agitation dont une partie se conserve grâce à l'inertie de la matière. Les mouvements sont plus importants qu'ils ne devraient l'être sous la seule action de la convection.

TABLEAU II. 3. 4 (1)

Calcul de la vitesse de refroidissement dans l'eau à 20° C d'un échantillon cylindrique en nickel de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur.

θ °C	$(\theta - \theta_u)$ °C	$\frac{A_s}{\rho VC}$ $\frac{1}{h^2} \frac{VC}{m^3}$	h_c Kcal/h m ² °C	$\frac{d\theta}{dt}$ (—) °C/s	h_{cm} Kcal/h m ² °C	$\frac{d\theta}{dt}$ (—) °C/s
20	0	0,728	0	0	0	0
40	20	0,728	834	3,4	917	3,7
60	40	0,728	1 125	9,1	1 226	9,9
80	60	0,728	1 370	16,6	1 480	18
100	80	0,728	1 617	26,1 ₅	1 728	28

N. B. — Les caractéristiques physiques de l'eau aux différentes températures sont extraites de :

— Mac ADAMS (26) ;

— *Handbook of Chemistry and Physics*, 43^e édition.

h_c est calculé à l'aide de la formule empirique II. 3. 1 (3) ;

h_{cm} à l'aide de la formule d'ECKERT II. 3. 1 (5).

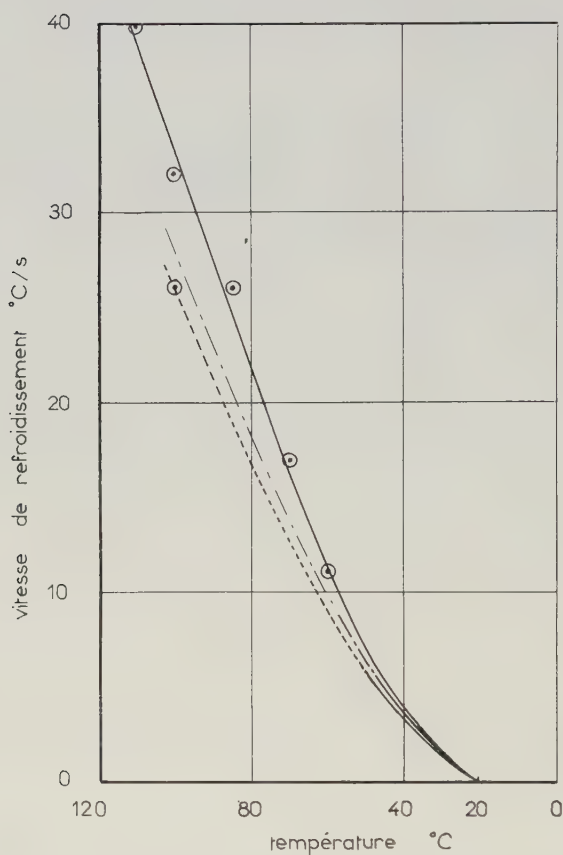


FIG. 17

Comparaison entre les vitesses de refroidissement dans l'eau à 20° C mesurées au centre d'un échantillon en nickel de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur et les vitesses calculées. Courbe expérimentale en trait continu ; courbes calculées en évaluant h_c à l'aide de la formule empirique en trait interrompu et à l'aide de la formule d'ECKERT en trait-point.

Ces points expérimentaux intéressent enfin le refroidissement du centre d'un échantillon ; or, les courbes de la figure 3 montrent que, dans l'eau à 20° C, l'écart de température vers 100° C est encore de 25° C. Dans ce cas, l'hypothèse d'un refroidissement uniforme de l'échantillon devient discutable.

II. 4. CONCLUSION.

II. 4. 1. Les vitesses de refroidissement, calculées en assimilant le refroidissement à une succession de régimes permanents de transmission de chaleur, concordent assez bien avec les valeurs expérimentales ; aussi les formules utilisées pour faire ces calculs permettent-elles de trouver les propriétés des milieux et les caractéristiques de l'échantillon qui jouent un rôle important.

II. 4. 2. La vitesse de refroidissement de l'échantillon est une fonction croissante de l'expression $\frac{A_s}{\rho VC}$. La nature de la substance intervient par la masse volumique ρ et la chaleur spécifique C ; la forme et les dimensions par le rapport de l'aire A_s au volume V :

II. 4. 3. La transmission de la chaleur dans le vide a lieu seulement par rayonnement ; dans l'air ou dans les gaz elle met en jeu simultanément le rayonnement et la convection, tandis que dans les liquides, s'ils ne subissent pas de changement d'état, elle se fait presque uniquement par convection.

II. 4. 4. Dans un refroidissement où intervient le rayonnement, le paramètre primordial est évidemment le facteur total d'émission ϵ de la surface des pièces. Précisons, pour fixer les idées, qu'à 800°C , il vaut 0,13 pour du nickel poli et 0,70 pour du nickel oxydé. L'état d'oxydation des pièces et la nature de l'oxyde qui les recouvre ont donc une grande influence au cours des « trempes à l'air » (toutes considérations de transmission de chaleur à travers l'oxyde mises à part), car la vitesse de refroidissement est une fonction croissante de ϵ (§ II. 2. 2. et II. 3. 2.).

II. 4. 5. Les liquides donnent des courbes correspondant à un refroidissement sans changement d'état quand on trempe depuis une température inférieure à leur point d'ébullition. Toutefois, si on trempe depuis une température supérieure, le segment de courbe situé en dessous du point de transition θ_T (§ I. 4. 1. 2.) se place logiquement au-dessus des courbes calculées en tablant uniquement sur la convection naturelle, car l'agitation résiduelle provenant du régime d'ébullition améliore le transfert de chaleur.

II. 4. 6. Les vitesses de refroidissement calculées à 100°C sont, pour un échantillon cylindrique en nickel de 8 mm de

diamètre et 10 mm de hauteur : 28° C/s dans l'eau à 20° C, 4,4° C/s dans l'huile à 25° C et 0,25° C/s dans l'air à 20° C. A cette température, le rayonnement thermique est pratiquement négligeable devant la convection, même dans l'air. Les valeurs précédentes se classent dans l'ordre des coefficients superficiels de transmission de chaleur par convection h_c ayant servi à les calculer. *Les caractéristiques des fluides*, qui jouent un rôle notable dans le refroidissement par convection naturelle, apparaissent, en particulier, dans la formule d'ECKERT :

$$h_{cm} = 0,675 \frac{\lambda_f}{L} \left[\frac{\left(\frac{C\mu}{\lambda}\right)_f}{0,952 + \left(\frac{C\mu}{\lambda}\right)_f} \right]^{\frac{1}{4}} \left[\frac{L^3 \rho_f^2 g \beta_f \Delta\theta}{\mu_f^2} \left(\frac{C\mu}{\lambda}\right)_f \right]^{\frac{1}{4}}$$

C'est, bien entendu, leur groupement qu'il faut considérer de préférence ; cependant la conductibilité thermique λ , affectée du plus grand exposant, se révèle ici comme l'un des paramètres les plus influents. Arrivent ensuite la masse volumique, puis, à part égale, le coefficient de dilatation, la chaleur spécifique et la viscosité.

CHAPITRE III

RÉGIMES DE REFROIDISSEMENT AVEC CHANGEMENT D'ÉTAT DU BAIN DE TREMPE

Nous avons déjà distingué deux régimes de refroidissement selon le processus de vaporisation qu'ils mettent en jeu (§ I. 3.) : les régimes de caléfaction et d'ébullition.

III. 1. OBSERVATION CINEMATOGRAPHIQUE DE REFROIDISSEMENTS DANS L'EAU.

Les prises de vue sont effectuées sur film de 16 mm avec une cadence de 80 images par seconde. A la projection, le défilement des images peut être ralenti dans un rapport de 4 ou même arrêté pour une observation prolongée.

Les échantillons qui sont des cylindres en nickel, de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur, recouverts d'une couche d'oxyde sont tous trempés dans l'eau depuis 800° C et à une profondeur de 14 mm (distance entre la surface libre du liquide et l'extrémité supérieure du cylindre).

III. 1. 1. Eau à 95° C.

Lors des tout premiers instants de l'immersion, l'échantillon est surmonté d'un cylindre de vapeur de diamètre voisin du sien



a



b



c

Régime de caléfaction dans l'eau à 95° C.

- a. - La gaine de vapeur est en communication directe avec l'atmosphère.
- b. - La vapeur se dégage de manière intermittante sous forme de grosses bulles.
- c. - La fin du régime est marquée par une ébullition dans la masse du liquide, au voisinage de l'échantillon.

FIG. 18

et aboutissant à la surface libre du bain. La gaine de caléfaction qui l'enveloppe, par ailleurs, est donc en communication directe avec l'atmosphère. Peu à peu, le diamètre du cylindre de vapeur se rétrécit pour former une cheminée autour de la tige de suspension. Ce canal sert encore à évacuer la vapeur qui se forme abondamment durant la majeure partie du régime de caléfaction (fig. 18 a).

L'interface vapeur-liquide est parcourue d'ondulations ou de rides se déplaçant de bas en haut et correspondant aux périodes d'éjection de la vapeur formée au droit de la base inférieure du cylindre où la gaine montre une surépaisseur. Cette interface ne se stabilise qu'en fin de régime pour donner une couche d'épaisseur uniforme. La cheminée disparaît et l'élimination de la vapeur vers la surface libre du bain se produit de manière intermittante sous forme de grosses bulles issues de la partie supérieure de la couche de caléfaction (fig. 18 b).

La fin du régime de caléfaction est marquée par une ébullition nucléée du liquide dans la masse jusqu'à une distance du solide de l'ordre du demi-centimètre (fig. 18 c). L'échantillon apparaît alors environné d'un « brouillard » constitué vraisemblablement par une dispersion très fine de vapeur dans le liquide. Ce « brouillard » cède rapidement la place au régime d'ébullition au cours duquel des bulles de vapeur de diamètre inférieur à 0,5 mm prennent naissance directement contre la surface de l'échantillon.

III. 1. 2. Eau à 80° C.

Comme dans l'eau à 95° C, on observe un cylindre de vapeur au-dessus de l'échantillon dans les premiers instants de l'immersion, mais sa durée est plus brève. La gaine de vapeur reste toutefois en communication avec l'atmosphère par un canal qui suit la tige de suspension de l'échantillon aussi longtemps que cette tige est elle-même à une température suffisante et que le volume de vapeur formée est important.

L'interface vapeur-liquide est parcourue d'ondulations à peine visibles, mais elle montre un renflement près de l'arête supérieure du cylindre.

Lorsque le dégagement de vapeur s'effectue sous forme de grosses bulles, la gaine prend une épaisseur sensiblement uniforme. Sa destruction débute indifféremment sur l'arête de la base inférieure ou sur celle de la base supérieure. L'ébullition résultant du contact du bain avec l'échantillon encore chaud progresse alors au fur et à mesure que la gaine de vapeur se retire. On observe un processus analogue avec les liquides froids donnant des gaz non condensables telles que certaines solutions aqueuses gazeuses (CO_2) ou salines (carbonate ou acétate d'ammonium).

III.1.3. Eau à 20° C.

Il se forme une couche de caléfaction de durée extrêmement brève qui ne donne pas lieu à un dégagement de vapeur important et se recondense immédiatement. L'ébullition très violente, qui suit l'affaissement du liquide sur l'échantillon, est accompagnée d'un sifflement et crée une vive agitation du bain. De nombreuses petites bulles sont projetées dans la masse froide où elles se condensent (fig. 19).



FIG. 19

Régime d'ébullition dans l'eau à 20° C
(Photographies au 1/50 de seconde).

III.1.4. Conclusions déduites de ces observations.

Au cours du régime de caléfaction, le dégagement de vapeur est d'autant plus abondant que l'eau est prise initialement plus chaude. Son intensité décroît avec la température de l'échantillon.

Une partie de la chaleur traverse l'interface vapeur-liquide et se disperse dans le liquide dont elle élève localement la température.

Dans le cas de l'eau à 95° C, cette température peut atteindre la température d'ébullition. On observe le même phénomène avec le méthanol pris à 20° C.

Le transfert de chaleur à l'interface vapeur-liquide est amélioré par la présence des rides qui accroissent la surface d'échange et par leur déplacement qui crée une agitation du bain.

La gaine de caléfaction se détruit de plusieurs manières. Lorsqu'elle est éphémère, la vapeur se condense et le liquide retombe sur toute la surface du solide, où il entre en violente ébullition. Lorsqu'elle est de plus longue durée, on rencontre deux éventualités : dans l'une, la destruction débute sur une arête, car ce sont les parties les plus minces de la gaine qui permettent, en premier, au liquide d'arriver au contact du solide, ensuite l'ébullition progresse au fur et à mesure que la gaine se retire ; dans l'autre, le liquide se met à bouillir dans la masse d'abord au voisinage de la pièce, puis tout contre.

III.2. LE REGIME DE CALEFACTION.

III.2.1. Mécanisme de la transmission de chaleur.

Le refroidissement s'effectue par l'intermédiaire du film gazeux qui tend à isoler thermiquement l'échantillon du liquide. La chaleur est d'abord transmise au liquide par rayonnement et par conduction ; toutefois, si la production de vapeur est abondante, la conduction dans le film est troublée par le mouvement des masses gazeuses qui se dégagent dans l'atmosphère en emportant de la chaleur latente de vaporisation. La chaleur, qui traverse l'interface vapeur-liquide, est dispersée dans le bain par convection. Le rayonnement thermique est totalement absorbé dans une très faible épaisseur de liquide au voisinage de l'interface (§ II. 2. 1).

Dans les liquides purs thermiquement stables, celle-ci est le siège de phénomènes de vaporisation qui peuvent être réversibles, tandis que, dans les liquides et les solutions décomposables en produits gazeux peu solubles, les gaz formés s'accumulent dans

la gaine de caléfaction. Le régime de caléfaction dure alors plus longtemps puisque celle-ci ne peut pas disparaître par recondensation, mais seulement par départ de bulles et destruction mécanique (arêtes, rugosités).

III. 2. 2. Evaluation du transfert de chaleur.

III. 2. 2. 1. FORMULE DE BROMLEY.

BROMLEY (13) a établi la relation théorique suivante qui permet de calculer le coefficient superficiel de transfert de chaleur h_{co} en régime permanent, à travers le film de vapeur formé au contact d'un solide immergé dans un liquide *bouillant*.

$$\text{III. 2. 2. 1 (1)} \quad h_{co} = a_2 \left[\frac{\lambda_v^3 \rho_v (\rho_l - \rho_v) L_v^* g}{L \mu_v \Delta\theta} \right]^{\frac{1}{4}}$$

Si l'on suppose que le liquide s'élève librement avec la vapeur, la constante a_2 vaut 0,724 et 0,512 s'il est immobile. La moyenne arithmétique de ces deux nombres 0,62 rend bien compte des résultats expérimentaux. BROMLEY admet, d'autre part, que le rayonnement thermique du solide à travers le film de vapeur est absorbé dans une faible épaisseur du liquide, ce qui renforce le phénomène de vaporisation. Il propose alors une relation approchée entre le coefficient superficiel de transfert de chaleur relatif à la transmission en film sans tenir compte du rayonnement thermique h_{co} , le coefficient relatif au rayonnement h_r et le coefficient total h :

$$\text{III. 2. 2. 1 (2)} \quad h = h_{co} + \left(\frac{h_{co}}{h} \right)^{\frac{1}{3}} + h_r$$

Si h_r est plus petit que h_{co} , la relation peut être remplacée par :

$$\text{III. 2. 2. 1 (3)} \quad h = h_{co} + \frac{3}{4} h_r$$

Si le rapport $\frac{h_r}{h_{co}}$ est compris entre 1 et 10, on prend une relation un peu plus compliquée (13) :

$$\text{III. 2. 2. 1 (4)} \quad h = h_{co} + h_r \left[\frac{3}{4} + \frac{1}{4} \frac{h_r}{h_{co}} \left(\frac{1}{2,62 + \frac{h_r}{h_{co}}} \right) \right]$$

Nous avons appliqué la formule de BROMLEY au refroidissement dans l'eau à 95° C. Le calcul du coefficient h_{co} pour une température de surface de l'échantillon égale à 600° C donne 183,2 Kcal/h m² °C, en adoptant $a_2 = 0,62$. h_r est calculé à l'aide de la formule II. 2. 1 (3) valable pour les plans parallèles en prenant $T_s = 600 + 273^\circ \text{C}$ et $T = 100 + 273^\circ \text{C}$, avec $\varepsilon = 0,59$; on obtient $h_r = 32,3 \text{ Kcal/h m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$. Finalement, d'après la relation III. 2. 2. 1 (3), on a :

$$h = 207,5 \text{ Kcal/h m}^2 \text{ }^\circ\text{C}$$

La densité de flux de chaleur pour $\theta_s = 600^\circ \text{C}$ est :

$$\left(\frac{\Phi}{A_s}\right)_{600} = h (600 - 100) = 103.750 \text{ Kcal/h m}^2$$

Si maintenant on admet que le refroidissement de l'échantillon est uniforme, la formule II. 1. (4) permet de calculer :

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{600} = \frac{0,645 \times 103.750}{3.600} = -18,6^\circ \text{C/s}$$

où $\frac{A_s}{\rho VC} = 0,645$. Nous avons mesuré $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{600} = -22^\circ \text{C/s}$ au centre de l'échantillon cylindrique ($d = 8 \text{ mm}$, $h = 10 \text{ mm}$).

En réalité, une partie de la chaleur qui parvient à l'interface vapeur-liquide est transmise vers le liquide par convection naturelle, puisque ce dernier est à une température inférieure à celle de l'interface. Utilisant la formule d'ECKERT [II. 3. 1 (5)] pour calculer l'ordre de grandeur de ce transfert de chaleur, nous

trouvons $\frac{\Phi}{A_s} = 5.186 \text{ Kcal/h m}^2$, soit seulement 5 % environ du total trouvé ci-dessus. En fait, l'interface vapeur-liquide est mobile et le dégagement de vapeur entretient une agitation. La formule d'ECKERT n'est donc pas rigoureusement applicable et donne certainement un résultat trop faible. Notons aussi que la vitesse calculée concerne le refroidissement de la surface alors que la valeur mesurée se rapporte à celui du centre.

III. 2. 2. 2. FORMULE DE AWBERY (1).

Cet auteur adopte le schéma suivant comme hypothèse de travail : la chaleur, issue de l'échantillon considéré à température uniforme, traverse le film gazeux par rayonnement et par conduction

(sans convection), puis se disperse dans le liquide par convection naturelle. Toute la vapeur formée reste dans la gaine de caléfaction dont elle accroît ainsi l'épaisseur. L'équation différentielle obtenue subit un certain nombre de simplifications que l'auteur justifie en s'appuyant sur des résultats expérimentaux de SPEITH et LANGE (42). L'équation finalement proposée est :

III. 2. 2. 2 (1)

$$\frac{d\theta_s}{dt} = -0,0015 \frac{A_s}{\rho VC} (\theta_{Eb} - \theta_L) \left(\frac{4}{3} \frac{1}{(\lambda_1^2 \frac{\beta g C_1}{\mu})^{\frac{1}{4}}} \right)$$

On voit immédiatement que cette relation ne renferme que des termes de convection naturelle dans le liquide. En particulier les termes traduisant l'effet du rayonnement thermique ont disparu. Cela tient à ce que les hypothèses simplificatrices d'AWBERY reposent sur un travail (42) effectué avec une sphère en argent poli dont le facteur total d'émission est de l'ordre de 0,03.

D'autre part, d'après cette formule, la vitesse de refroidissement serait nulle dans un milieu pris à une température θ_L égale à sa température d'ébullition θ_{Eb} , car la différence $(\theta_{Eb} - \theta_L)$ serait égale à zéro et il n'apparaît pas de termes correspondant au transfert de masses gazeuses.

La relation d'AWBERY n'est donc applicable qu'aux refroidissements au cours desquels le transfert de masses gazeuses et le rayonnement thermique à travers la vapeur sont négligeables.

III. 2. 2. 3. RECHERCHE D'UNE FORMULE GÉNÉRALE.

Complétant le schéma de AWBERY, nous considérerons qu'une partie de la chaleur traversant le film gazeux par rayonnement et par conduction sert à vaporiser du liquide et provoque un dégagement de vapeur, tandis que l'autre partie se disperse dans le bain par convection (fig. 20). Appelons :

$$\Phi_r = A_s h_r (\theta_s - \theta_{Eb})$$

le flux de chaleur transmis par rayonnement à travers le film gazeux ;

$$\Phi_\lambda = A_s \lambda_v \left(\frac{\theta_s - \theta_{Eb}}{e} \right)$$

le flux transmis par conduction dans le film gazeux d'épaisseur e . Nous écrivons ici une formule de régime permanent. En toute

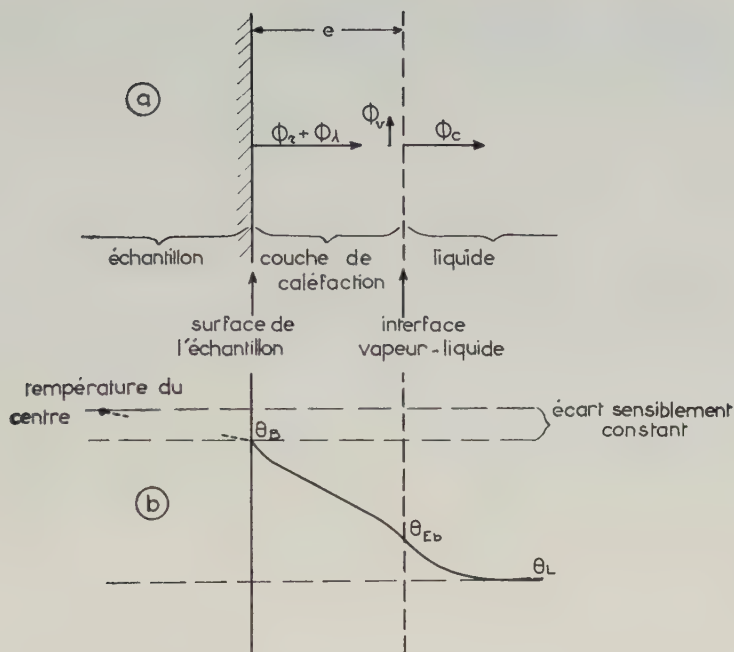


FIG. 20

Régime de caléfaction

a. - Schéma du mode de transfert de la chaleur.

b. - Schéma de la répartition des températures à un instant donné.

rigueur, le gradient de température n'est pas constant dans l'épaisseur du film, mais on peut espérer obtenir quand même un ordre de grandeur du flux de conduction ;

$$\Phi_c = A_S k_c h_{cm} (\theta_{Eb} - \theta_L)$$

le flux transmis par convection dans le liquide à partir de l'interface vapeur-liquide. Afin de tenir compte de l'influence de l'agitation du bain provoqué par le dégagement de vapeur et la progression des rides de l'interface, nous affectons arbitrairement d'un coefficient k_c le terme h_{cm} calculé à l'aide de la formule d'ECKERT ;

$$\Phi_v = m \left[C_l (\theta_{Eb} - \theta_L) + L_v + C_{p_v} \left(\frac{\theta_{Eb} + \theta_s}{2} \right) \right]$$

le flux correspondant à la vaporisation d'une masse m de liquide dans l'unité de temps et à la surchauffe de la vapeur jusqu'à la température $\frac{\theta_s + \theta_{Eb}}{2}$.

Si l'on admet que la vaporisation a lieu à température constante, on pourra écrire la relation de conservation des flux suivante, pour un élément de volume donné de la couche de caléfaction :

$$\Phi_r + \Phi_\lambda = \Phi_c + \Phi_v$$

Le flux thermique $(\Phi_r + \Phi_\lambda)$ issu de l'échantillon à une température θ_s et traversant la vapeur entraîne un abaissement de température tel que :

$$\text{III. 2. 2. 3 (1)} \left(-\frac{d\theta}{dt} \right)_{\theta_s} = -\frac{A_s}{\rho VC} \left[h_r (\theta_s - \theta_{Eb}) + \frac{\lambda_v}{e} (\theta_s - \theta_{Eb}) \right]$$

ou encore à partir de $\Phi_c + \Phi_v$:

$$\text{III. 2. 2. 3 (2)} \quad \left(-\frac{d\theta}{dt} \right)_{\theta_s} = -\frac{A_s}{\rho VC} \left\{ k_c h_{cm} (\theta_{Eb} - \theta_L) + \frac{m}{A_s} \left[C_l (\theta_{Eb} - \theta_L) + L_v + C_{pv} \left(\frac{\theta_s + \theta_{Eb}}{2} \right) \right] \right\}$$

On constate expérimentalement (3) que, pendant le régime de caléfaction, l'écart de température entre le centre et la surface d'un échantillon cylindrique reste sensiblement constant. Il en est de même pour la vitesse de refroidissement du centre. Comme le

terme en facteur $\frac{A_s}{\rho VC}$ varie peu en fonction de la température, c'est que la somme des termes en $k_c h_{cm}$ et m d'une part, en h_r et λ_v d'autre part, varie elle-même assez peu.

Considérant l'expression III. 2. 2. 3 (2), on comprend que le dégagement de vapeur très abondant au début (terme en m) accélère progressivement l'agitation du bain (terme en $k_c h_{cm}$) ; lorsqu'il s'atténue, la convection a atteint une certaine intensité qu'elle conserve en partie grâce à l'inertie de la matière. Le ralentissement de la convection, associé à celui du dégagement de vapeur, expliquerait très bien l'inclinaison du « palier » de vitesse sur les axes des temps et des températures que l'on observe souvent.

Dans l'expression III. 2. 2. 3 (1), le terme de rayonnement décroît beaucoup avec θ_s . La vitesse de refroidissement demeure pratiquement constante si le terme de conduction augmente en dépit de la décroissance de λ_v et $(\theta_s - \theta_{Eb})$, ce qui ne peut arriver

que si l'épaisseur e du film diminue avec la température (dans l'hypothèse où la formule du régime permanent est applicable).

On peut obtenir une expression de e en identifiant les deux relations précédentes :

III. 2. 2. 3 (3)

$$e = \frac{\lambda_v (\theta_s - \theta_{Eb})}{\left[k_c h_{cm} (\theta_{Eb} - \theta_L) + \frac{m}{A_s} \left[C_1 (\theta_{Eb} - \theta_L) + L_v + C p_v \left(\frac{\theta_s + \theta_{Eb}}{2} \right) \right] - h_r (\theta_s - \theta_{Eb}) \right]}$$

Pour une valeur donnée de la température θ_s de la surface du solide, l'épaisseur e du film est d'autant plus grande que d'une part, la conductibilité λ_v de la vapeur et le rayonnement thermique de la surface sont plus importants, que d'autre part, la convection dans le bain et l'élimination de la vapeur sont plus faibles. D'après notre schéma, le film ajusterait son épaisseur pour régler le flux qu'il transmet sur celui qui est transmis ultérieurement à partir de l'interface vapeur - liquide.

TABLEAU III. 2. 2. 3 (1)

Evaluation de l'épaisseur e de la couche de caléfaction aux différentes températures, dans l'eau à 60, 80 et 95° C. Echantillon en nickel oxydé superficiellement (diamètre, 8 mm ; hauteur, 10 mm).

θ_s	$\lambda_v (\theta_s - \theta_{Eb})$	$\frac{d\theta}{dt} \theta_s$	$\frac{A_s}{\rho VC}$	$h_r (\theta_s - \theta_{Eb})$	e mm		
°C	Kcal/h m ² m	60 80 95	h ² °C/m ³	Kcal/h m ²	60	80	95
200	2,4	— 31 20	0,667	704	—	0,014	0,022
300	5,4	— 33 20	0,590	2 137	—	0,027	0,045
400	9,5	— 36 21	0,633	4.715	—	0,046	0,081
500	13,6	68 39 21	0,651	9.060	0,037	0,066	0,127
600	19,0	68 41 22	0,645	16.170	0,052	0,089	0,178
700	24,6	68 44 22	0,633	27.390	0,068	0,112	0,249
800	31,5	— — —	0,612	45.200	—	—	—

N.B. — Les valeurs de λ_v sont extraites de Mac ADAMS (26), p. 511 et PASCAL, t. I, p. 481.
 h_r est tiré de la courbe placée en Annexe VII.

La formule III. 2. 2. 3 (3) n'est pas utilisable pour étudier la variation de e en fonction de la température, parce qu'on connaît mal l'importance du terme en m et pas du tout la valeur de k_c . Par contre, on mesure facilement les vitesses de refroidissement au cours du régime de caléfaction et on peut calculer le terme en h_r . La formule III. 2. 2. 3 (1) mise sous la forme suivante permettra donc d'évaluer e :

$$\text{III. 2. 2. 3 (4)} \quad e = \frac{\lambda_v (\theta_s - \theta_{Eb})}{-\frac{d\theta}{dt} \frac{\rho VC}{A_s} - h_r (\theta_s - \theta_{Eb})}$$

($\frac{d\theta}{dt}$ est exprimé par un nombre négatif)

La figure 21 montre l'évolution des valeurs de e calculées pour des trempes dans l'eau à 60, 80 et 95° C. Nous y avons

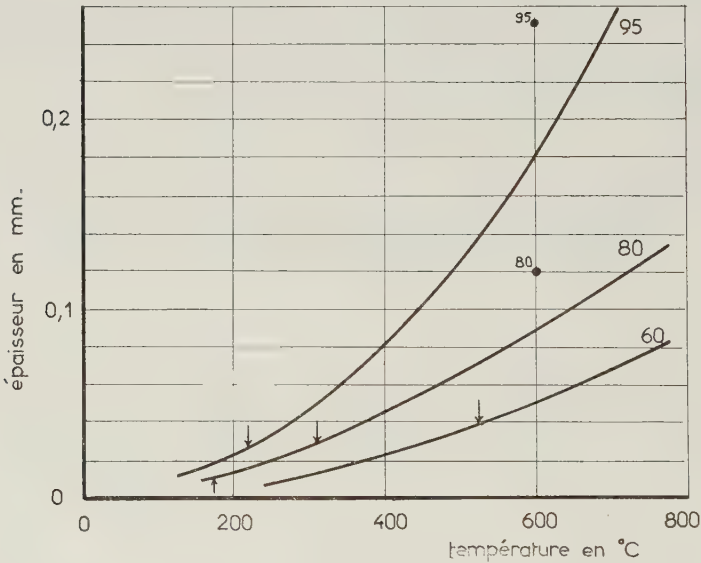


FIG. 21

Variation de l'épaisseur de la couche de caléfaction en fonction de la température, calculée au moyen de la formule III. 2. 2. 3 (4) pour des refroidissements dans l'eau à 60, 80 et 95° C d'un échantillon en nickel oxydé superficiellement à 800° C. Les points représentent deux valeurs mesurées sur des enregistrements cinématographiques. Les flèches indiquent les températures auxquelles finissent les régimes de caléfaction (↓ échantillon cylindrique, ↑ échantillon à fond hémisphérique).

indiqué deux valeurs expérimentales, correspondant à des températures d'environ 600°C , mesurées sur les images agrandies des enregistrements cinématographiques. La précision des mesures étant médiocre, nous n'en tirerons pas d'argument pour justifier nos hypothèses.

III. 2. 3. Destruction de la gaine de caléfaction.

Connaissant la température à laquelle finit le régime de caléfaction, il est possible d'obtenir un ordre de grandeur de l'épaisseur minimale de la gaine de vapeur à l'aide de la figure 21. Dans le cas d'un échantillon cylindrique, on trouve 0,040 mm dans l'eau à 60°C , 0,029 dans l'eau à 80°C et 0,026 dans l'eau à 95°C , tandis que dans celui d'un échantillon cylindrique terminé par une hémisphère, trempé dans l'eau à 80°C , on a 0,012 mm. AWBERRY (1) proposait 0,050 mm pour une sphère d'argent trempée dans l'eau à 60°C , en supposant, comme nous, que le refroidissement de l'échantillon est uniforme.

MARX et DAVIS (27) admettent que le liquide s'affaisse sur l'échantillon quand l'épaisseur de la gaine de caléfaction devient de l'ordre de grandeur du libre parcours moyen des molécules de vapeur. Le fait qu'on accroît la durée de la couche de caléfaction en prolongeant la base inférieure plane d'un échantillon cylindrique par une hémisphère (7), montre qu'il faut considérer l'épaisseur de la gaine dans les régions où elle est la plus faible. Ce sont donc des valeurs de l'ordre de 0,010 mm qu'il faudrait retenir pour les comparer au libre parcours moyen des molécules de vapeur d'eau qui s'avère environ 100 à 1 000 fois plus petit. Nous pensons que la gaine gazeuse subit des fluctuations d'épaisseur sous l'action des mouvements du bain et du départ des grosses bulles. Elle commence à se détruire quand son épaisseur a diminué de manière telle que l'amplitude de ces fluctuations permet au liquide d'arriver au contact du solide. Les arêtes et la rugosité de la surface jouent un rôle extrêmement important. On augmente la rugosité en trempant dans les solutions salines aqueuses qui déposent des petits cristaux (§ I. 4. 1. 3). Cet « effet de sel » active le refroidissement, car il hâte la fin du régime de caléfaction.

III. 3. LE REGIME D'EBULLITION.

III. 3. 1. Mécanisme du transfert de chaleur.

Nous avons déjà mentionné qu'au cours du régime d'ébullition, de nombreuses petites bulles de vapeur prennent naissance sur la surface de l'échantillon, puis s'en écartent promptement pour aller se condenser à quelque distance dans la masse du liquide froid.

L'étude de l'ébullition, en régime permanent, montre que les bulles se forment de préférence en certains noyaux actifs des surfaces, d'où le nom d'ébullition nucléée. La dimension et la durée de vie des bulles sont d'autant plus faibles que la température du liquide est plus basse. D'après GUNTHER et KREITH (20) leur taille dans l'eau à $15,5^{\circ}\text{C}$ est environ 12 % de celle des bulles obtenues dans l'eau à $90,5^{\circ}\text{C}$. Quant à leur durée de vie, elle n'est que de 2 à 3 %. Les lois de l'ébullition établissent, d'autre part, que la présence de gaz dissous favorise la formation de vapeur.

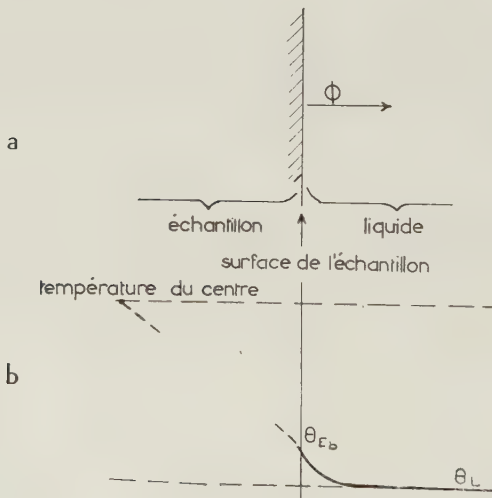


FIG. 22

Régime d'ébullition

a. - Schéma du mode de transfert de la chaleur.

b. - Schéma de la répartition des températures à un instant donné.

La chaleur nécessaire à la formation des bulles de vapeur est évidemment fournie par l'échantillon. Cette chaleur est ensuite cédée à la masse du liquide lorsque les bulles se condensent. Il s'agit donc, en premier lieu, d'un phénomène de transmission de chaleur par transfert de chaleur latente de vaporisation. Cependant, l'agitation violente créée dans le liquide par la croissance et le déplacement des bulles de vapeur perturbe la couche limite qui existerait en l'absence d'ébullition et améliore le transfert de chaleur. Certains auteurs (20, 38) estiment même que ce dernier processus est prédominant dans les régimes permanents. Remarquons que les bulles contiennent, en outre, une faible quantité de chaleur destinée à créer la surpression nécessaire pour compenser les forces de tension superficielle (loi de LAPLACE).

Les facteurs favorisant l'émission des bulles ou réduisant leurs dimensions activent le refroidissement.

III. 3. 2. Evaluation de la densité maximale de flux de chaleur dans l'eau.

Dans le cas du régime d'ébullition, l'équation II. 1 (4), qui relie le flux de chaleur en surface à la vitesse de refroidissement au centre, n'est pas valable avec les échantillons classiques, car ils sont le siège d'écarts de température trop considérables. Ainsi, lors d'une trempe dans l'eau à 20° C, depuis 800° C, on mesure un écart maximal de 200° C entre le centre et la zone périphérique d'un échantillon cylindrique de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur (fig. 3).

Par contre, nous admettrons que cette relation est applicable lorsque les dimensions des échantillons sont très faibles, condition réalisée en trempant directement des soudures de couples thermo-électriques (§ II. 1.). L'étalonnage de ces couples reste constant même après des refroidissements de 25 000° C/s.

Si $\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_\theta$ est la vitesse de refroidissement correspondant au flux de chaleur Φ_θ cédé par la soudure à la température θ , nous écrirons :

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_\theta = - \frac{\Phi_\theta}{\rho VC}$$

TABLEAU III. 3. 2 (1)

Tableau des puissances n_1 affectées aux paramètres x_1 des diverses formules d'échange thermique en ébullition nucléée (28).

$x_1 =$	$\Delta\theta_{\text{sat}}$	$P_v - P_{00}$	L_v	γ	β	ρ_1	ρ_v	$\rho_1 - \rho_v$	μ_1	λ_1	C_1	Autres paramètres
CRYDER-GILLILAND, 1932	3,39	0	0	-1,65	0	3,1	0	0	-3,45	2,97	0,43	diamètre tube $n = 2,1$
BONILLA - PERRY 1941	3,7	0	-2,7	-1,85	0	1,85	2,7	0	1,85	1,83	1,85	
JAKOB	2,1	0	-0,85	-1,6	0	2,6	-1,6	0	0	1,6	1,6	
ROHSENOW, 1952 ..	3	0	-2	-0,5	-1	0	0	0,5	-4,1	5,1	-2,1	
FORSTER - ZUBER, 1954	1,24	0,75	-0,24	-0,5	0	0,49	-0,24	0	-0,29	0,79	0,45	
FORSTER - GREIF, 1959 ..	1	1,4	0,8	-0,8	-1	0,4	0	2	0,13	0,87	0,55	

D'autre part, appelant h_e le coefficient de transmission superficielle de la chaleur, nous avons par définition :

$$\Phi_{\theta} = h_e A_s (\theta - \theta_{Eb})$$

Suivant notre hypothèse, la température θ de la masse de la soudure est identique à celle de sa surface. Nous convenons, en outre, de prendre, comme température finale, la température d'ébullition θ_{Eb} du liquide, même lorsque la température θ_L du bain est inférieure, car nous avons montré (§ I. 4. 1. 2.) (11) que le prolongement de la branche de courbe de vitesse correspondant au régime d'ébullition jusqu'à l'axe des températures (vitesse de refroidissement nulle), aboutit à la température d'ébullition.

Il vient en définitive :

$$\left(\frac{d\theta}{dt}\right)_{\theta} = - h_e \frac{A_s}{\rho VC} (\theta - \theta_{Eb})$$

Cette relation exprime bien que la vitesse de refroidissement d'une soudure de couple est fonction de la température θ et aussi

du rapport $\frac{A_s}{V}$ (10).

Le coefficient h_e dépend des caractéristiques du liquide : pour l'évaluer, on trouve plusieurs types de relations (46) : les unes sont théoriques comme celles de ROHSENOW ou de FORSTER et ZUBER ; les autres sont empiriques comme celles de CRYDER et GILLILAND, CRYDER et FINALBORGO, JAKOB et LINKE, INSINGER et BLISS, BONILLA et PERRY, etc... Précisons cependant qu'elles concernent toutes l'ébullition nucléée en régime permanent, dans les liquides bouillants, généralement l'eau et un certain nombre de liquides organiques. Si nous mettons toutes ces formules sous des formes comparables (28), par exemple :

$$\frac{\Phi}{A_s} = Cte \cdot x_i^{n_i}$$

nous constatons que les divers paramètres x_i , indiqués dans le tableau III. 3. 2 (1), se voient attribuer des exposants n_i différents, ce qui signifie que le problème n'est pas encore tout à fait résolu. Devant ces faits discordants en apparence, il faut malgré tout se souvenir que les propriétés du liquide et de la vapeur ne sont pas indépendantes et qu'une certaine compensation peut s'établir.

Nous pouvons observer que la densité de flux de chaleur est souvent une fonction croissante de :

- la différence de température $\Delta\theta_{\text{sat}} = (\theta - \theta_{\text{El}})$,
- la conductibilité thermique du liquide λ_l ,
- la chaleur spécifique du liquide C_l ,
- la masse volumique du liquide ρ_l .

C'est une fonction décroissante de :

- la viscosité du liquide μ_l ,
- la tension superficielle à l'interface liquide -vapeur γ ,
- la chaleur latente de vaporisation L_v ,
- la masse volumique de la vapeur ρ_v .

Puisqu'il n'est pas encore possible d'évaluer h_e ou la densité de flux de chaleur $\frac{\Phi}{A_s}$ à partir des caractéristiques des liquides, nous proposons ici un exemple de détermination de la valeur $\frac{\Phi}{A_s}$ approchée de $\frac{\Phi}{A_s}$ à partir de la mesure des vitesses de refroidissement par trempé depuis 400° C dans l'eau à 20° C, de deux soudures de couple thermoélectrique pesant respectivement 3,6 et 23,6 mg. On a :

$$\frac{\Phi}{A_s} = h_e (\theta - \theta_{\text{Eb}}) = - \left(\frac{d\theta}{dt} \right) \frac{\rho VC}{A_s}$$

Dans les deux cas, la vitesse de refroidissement passe par son maximum à 280° C où elle atteint respectivement 26 500 et 13 200° C/s. Les valeurs du terme $\frac{\rho VC}{A_s}$ étant de 0,152 et 0,289, on calcule des densités maximales de flux de chaleur de 14 450 000 et 13 780 000 Kcal/h m². On peut considérer que ces deux résultats sont du même ordre de grandeur. Ils sont supérieurs à celui qu'ont mesuré MOSCIKI et BRODER (29) en régime permanent, en chauffant électriquement, sous pression atmosphérique, un fil de platine immergé verticalement dans de l'eau à 20° C (3 250 000 Kcal/h m²). Des densités de flux de chaleur aussi élevées auraient entraîné la destruction de leur dispositif expérimental.

III. 4. CONCLUSION.

Les deux régimes de refroidissement avec vaporisation du liquide de trempe que nous venons d'étudier donnent lieu à des refroidissements fondamentalement différents.

Durant le régime de caléfaction, l'échantillon est entouré d'un film de vapeur qui, en quelque sorte, l'isole thermiquement du bain. La majeure partie de l'écart de température entre l'échantillon et le bain se trouve concentrée dans l'épaisseur du film gazeux. Les écarts de température à l'intérieur de l'échantillon, notamment entre le centre et sa surface, sont peu élevés et demeurent sensiblement constants lorsque le régime de caléfaction dure un certain temps. La vitesse de refroidissement reste, elle aussi, pratiquement constante. Elle dépend étroitement des flux thermiques transmis par convection dans le liquide et par transfert de masses gazeuses. Le second phénomène est peu important devant le premier, toutefois il contribue à l'améliorer grâce à l'agitation qu'il crée au sein du bain de trempe. On pourrait alors penser que plus le dégagement de vapeur est important, c'est-à-dire plus la chaleur latente de vaporisation est faible, plus grande sera l'agitation qui accroît l'efficacité des échanges par convection. Cette idée nécessite encore confirmation.

Le régime d'ébullition est caractérisé par le fait que le liquide se vaporise directement au contact du solide. Aussi, la majeure partie de l'écart de température se trouve-t-elle concentrée à l'intérieur de la pièce trempée. Précisons que cet écart est pris par rapport à la température d'ébullition du liquide, car en fait, l'échantillon est entouré de liquide bouillant. Les écarts de température dans le métal varient avec le temps et atteignent parfois des valeurs quatre à cinq fois plus élevées qu'au cours du régime de caléfaction. La vitesse de refroidissement passe par une valeur maximale. La densité de flux, correspondant au maximum, est de l'ordre de 14.10^6 Kcal/h m² dans l'eau prise à 20° C, soit environ cinq fois plus grande que celle mesurée en régime permanent (29). La croissance et le départ des petites bulles créent une vive agitation du bain. Une faible chaleur latente de vaporisation serait donc plutôt favorable au refroidissement, contrairement à ce qu'on admet communément.

Le passage du régime de caléfaction au régime d'ébullition a lieu quand la densité de flux de chaleur que peut encore fournir l'échantillon devient inférieure à la densité *maximale* de flux de chaleur que peut laisser passer le liquide de refroidissement. En d'autres termes, si la quantité de chaleur accumulée dans l'échantillon est telle que celui-ci peut fournir une densité de flux supérieure à 14.10^6 Kcal/h m², on obtiendra une couche de caléfaction par trempe dans l'eau à 20° C. On sait que les pièces emmagasinent d'autant plus de chaleur que leur masse est plus importante, leur température plus élevée et qu'elles sont faites en un métal dont la chaleur spécifique est plus grande.

CHAPITRE IV

ESSAI SUR LE RÉGIME INITIAL PROPRE A LA TREMPE

Les régimes de refroidissement que nous venons d'étudier s'observent aussi bien en régime permanent qu'en régime variable. Le régime initial ou de haute température est, au contraire, particulier aux opérations de refroidissement par trempe. Il joue un rôle fondamental quoique sa durée soit extrêmement courte. La thermocinétique classique prévoit qu'à l'instant précis où l'échantillon arrive au contact d'un milieu plus froid la vitesse de refroidissement prend une valeur infinie. Dans nos expériences, elle possède, en fait, une valeur finie ou nulle. Avant de proposer une explication de ce désaccord, nous rappellerons quelques connaissances classiques (44) nécessaires à la compréhension des phénomènes (§ IV. 1. et 3.).

IV. 1. CALCUL DE LA DENSITE DE FLUX DE CHALEUR INITIALE.

Considérons l'équation de la chaleur appliquée à une seule coordonnée de l'espace. Lorsqu'il n'y a pas de source de chaleur, elle se réduit à l'expression :

$$\text{IV. 1 (1)} \quad a \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - \frac{\partial \theta}{\partial t} = 0$$

où $a = \frac{\lambda}{C \rho}$ est la diffusivité thermique. Pour étudier les phénomènes brefs, on introduit une nouvelle variable u qui est une combinaison espace-temps (44) :

$$u = \frac{x}{\sqrt{t}}$$

On peut alors exprimer θ en fonction de u en calculant successivement :

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} = \frac{1}{t} \frac{d^2 \theta}{du^2}$$

et

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{u}{2t} \frac{d\theta}{du}$$

La substitution dans IV.1.(1) donne finalement :

$$\text{IV.1 (2)} \quad a \frac{d^2 \theta}{du^2} + \frac{u}{2} \frac{d\theta}{du} = 0$$

La transformation, qui nous permet d'obtenir cette équation, n'est valable que dans le cas des milieux semi-illimités. En effet, à la surface $x = 0$, nous avons bien $u = 0$, mais sur une autre surface $x = X$, la variable u dépendrait du temps. La condition aux limites serait alors une loi de température en fonction du temps, ce qui est incompatible avec la formule précédente où celui-ci a disparu.

Soit donc un mur illimité vers les x positifs, initialement à la température uniforme θ_i , auquel on applique et maintient la température θ sur la face $x = 0$. Les conditions initiales se traduisent par :

$$\theta = \theta_i \text{ pour } u = \infty$$

les conditions présentes par :

$$\theta = 0 \text{ pour } u = 0, \text{ quel que soit } t.$$

Intégrons l'équation IV.1.(2), il vient :

$$\text{Log } \frac{d\theta}{du} = -\frac{u^2}{4a} + \text{Log } C'$$

$$\frac{d\theta}{du} = C' \exp. \left(-\frac{u^2}{4a} \right)$$

$$\theta = C' \int_0^u \exp. \left(-\frac{u^2}{4a} \right) du$$

La constante d'intégration est égale à zéro, puisque θ doit être nul pour $u = 0$. Sachant que :

$$\int_0^{\infty} \exp. (-z^2) dz = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$$

on calcule :

$$\int_0^{\infty} \exp. \left(-\frac{u^2}{4a} \right) du = \sqrt{\pi a}$$

puis en exprimant que $\theta = \theta_i$ pour $u = \infty$:

$$\theta = \frac{\theta_i}{\sqrt{\pi a}} \int_0^u \exp. \left(-\frac{z^2}{4a} \right) dz$$

$$\theta = \frac{\theta_i}{\sqrt{\pi a}} \int_0^{\frac{x}{\sqrt{t}}} \frac{1}{\sqrt{t}} \exp. \left(-\frac{z^2}{4a} \right) dz$$

Le gradient $\frac{d\theta}{dx}$ aura pour expression :

$$\frac{d\theta}{dx} = \frac{\theta_i}{\sqrt{\pi at}} \exp. \left(-\frac{x^2}{4at} \right)$$

et la densité de flux de chaleur qui sort du mur :

$$\lambda \frac{d\theta}{dx} = \frac{\lambda \theta_i}{\sqrt{\pi at}} \exp. \left(-\frac{x^2}{4at} \right)$$

$$\lambda \frac{d\theta}{dx} = \frac{\sqrt{\lambda C \rho}}{\sqrt{\pi t}} \theta_i \exp. \left(-\frac{C \rho x^2}{4 \lambda t} \right)$$

Cette densité vaut sur la face $x = 0$:

$$\text{IV. I (3)} \quad \lambda \left(\frac{d\theta}{dx} \right)_{x=0} = \frac{\sqrt{\lambda C \rho}}{\sqrt{\pi}} \theta_i \frac{1}{\sqrt{t}}$$

A l'instant initial, elle prend théoriquement une valeur infinie et il en est de même pour la vitesse de refroidissement.

Le résultat établi ne vaut rigoureusement que pour les milieux semi-illimités, mais on démontre (44) qu'il est légitime de traiter un milieu limité perturbé sur sa première face comme un milieu illimité au début d'une perturbation. Il suffit, en effet, de considérer des temps suffisamment brefs pour que les points éloignés de la face d'attaque demeurent en repos thermique.

IV. 2. COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE.

La conclusion du paragraphe précédent laisse penser que la pente à l'origine des courbes de refroidissement temps - température est infinie. En fait, nous n'avons rien observé de semblable. Le tracé montre toujours un arrondi qui prouve qu'à l'instant initial la vitesse de refroidissement possède une valeur finie, sinon nulle, même lorsqu'on trempe directement dans l'eau des soudures de couples thermoélectriques (11). Ce cas est pourtant comparable au refroidissement d'une surface pure, car le rapport $\frac{A_s}{V}$ est élevé. Comme nous ne pouvons pas mettre en cause l'inertie du dispositif d'enregistrement, nous envisageons une autre explication.

IV. 3. TEMPERATURE DE CONTACT BRUSQUE ENTRE DEUX MILIEUX.

Soient deux milieux 1 et 2 respectivement à température uniforme θ_1 et θ_2 . Supposons θ_2 supérieure à θ_1 . Lorsqu'on les met brusquement en contact parfait, la frontière commune prend instantanément une température intermédiaire θ_s° que l'on se propose de calculer et il s'établit progressivement dans chacun d'eux une

distribution de température. La densité de flux de chaleur, qui sort du milieu le plus chaud, est égale à celle qui entre dans le milieu le plus froid.

On résoud le problème en considérant les deux milieux comme des milieux semi-illimités respectivement à température uniforme, à la face limite desquels on impose brusquement une nouvelle température θ_s° . On pourra alors appliquer la formule IV. 1 (3) en exprimant la conservation des flux thermiques dans le mouvement de chaleur qui résulte de l'application de la température zéro à la frontière du milieu 2 pris à température $(\theta_2 - \theta_s^\circ)$ et de l'application de la température $(\theta_s^\circ - \theta_1)$ à la frontière du milieu 1 pris à température zéro.

Il vient :

$$\frac{\sqrt{\lambda_1 C_1 \rho_1}}{\sqrt{\pi}} (\theta_s^\circ - \theta_1) \frac{1}{\sqrt{t}} = \frac{\sqrt{\lambda_2 C_2 \rho_2}}{\sqrt{\pi}} (\theta_2 - \theta_s^\circ) \frac{1}{\sqrt{t}}$$

expression que l'on peut simplifier par $\sqrt{t}$ et qui donne une valeur fixe pour θ_s° .

Il reste :

$$\sqrt{\lambda_1 C_1 \rho_1} (\theta_s^\circ - \theta_1) = \sqrt{\lambda_2 C_2 \rho_2} (\theta_2 - \theta_s^\circ)$$

d'où l'on déduit :

$$\text{IV. 3 (1)} \quad \theta_s^\circ = \frac{\theta_1 \sqrt{\lambda_1 C_1 \rho_1} + \theta_2 \sqrt{\lambda_2 C_2 \rho_2}}{\sqrt{\lambda_1 C_1 \rho_1} + \sqrt{\lambda_2 C_2 \rho_2}}$$

Lorsque les valeurs de $\sqrt{\lambda_1 C_1 \rho_1}$ et $\sqrt{\lambda_2 C_2 \rho_2}$ sont très différentes, le contact s'établit à une température θ_s° constante voisine de celle du milieu qui a la plus grande des deux valeurs.

P. VERNOTTE (44) appelle coefficient d'arrachement thermique le terme $\sqrt{\lambda C \rho}$ qui pourrait servir à caractériser un milieu de trempe ; ses dimensions lui confèrent la nature d'un coefficient de passage.

IV.4. APPLICATION A LA TREMPE.

Evaluons la température de contact théorique θ_s° entre un échantillon de nickel trempé depuis $\theta_i = 800^\circ \text{C}$ et plusieurs milieux de refroidissement pris initialement à θ_L : tableau IV. 4 (1). On voit que la plupart d'entre eux se trouveraient portés localement à une température considérable. Nous distinguerons deux cas selon que cette élévation de température est susceptible ou non de provoquer un changement d'état (vaporisation).

TABLEAU IV. 4 (1)

Coefficients d'arrachement thermique et températures de contact théoriques θ_s° de divers milieux pris à la température indiquée et mis au contact de nickel à 800°C .

Milieux	λ Kcal/h m $^\circ\text{C}$	C Kcal/Kg $^\circ\text{C}$	ρ Kg/m ³	$\sqrt{\lambda \rho}$ C	θ_s° $^\circ\text{C}$
Nickel	48	0,125	8 900	231	—
Argent	350	0,059	10 530	466	—
Eau à 20°C	0,585	1	1 000	24,2	727
Mercure à 20°C ..	7,2	0,032	13 600	56,2	648
Ether à 20°C	0,119	0,547	713,5	6,8	761
Méthanol à 20°C ..	0,184	0,600	796	9,4	771
Hexane à 20°C	0,119	0,600	660	6,9	778
Butanol à 20°C	0,144	0,563	809,8	8,15	773
Glycol à 20°C	0,230	0,571	1 115,5	12,1	761
Air à 20°C	0,038	0,25	1,29	0,111	800
Etain à 265°C	29	0,058	6 840	107	631
Gallium à 26°C ..	29	0,082	6 093	120,5	535

IV.4.1. Changement d'état du liquide de trempe.

C'est le cas des liquides dont la température d'ébullition θ_{eb} est inférieure à la température théorique θ_s° , soit parce que la température initiale de trempe est élevée, soit à cause de la valeur de leur coefficient d'arrachement thermique.

Désignons par m_1 la masse de liquide vaporisé par unité de surface au cours du bref intervalle de temps qui suit immédiate-

ment le contact. La quantité de chaleur Q , mise en jeu, sert à échauffer le liquide jusqu'à sa température de vaporisation, à le vaporiser, puis à surchauffer la vapeur jusqu'à la température théorique de contact θ_s° .

$$Q = m_l \left[L_v + C_l (\theta_{Eb} - \theta_L) + C_{pv} (\theta_s^\circ - \theta_{Eb}) \right]$$

Elle est issue de la face $x = 0$ de l'échantillon ; on peut donc la calculer en intégrant la formule IV. 1 (3) dans l'intervalle de temps considéré.

$$\text{IV. 4. 1 (1)} \quad Q = \int_0^t \lambda \left(\frac{d\theta}{dt} \right)_{x=0} dt = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\lambda C_{\rho t}} (\theta_i - \theta_s^\circ)$$

On obtient en identifiant les deux valeurs de Q :

IV. 4. 1 (2)

$$m_l = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{\lambda C_{\rho t}} (\theta_i - \theta_s^\circ)}{\left[L_v + C_l (\theta_{Eb} - \theta_L) + C_{pv} (\theta_s^\circ - \theta_{Eb}) \right]}$$

A cette masse de liquide vaporisé, correspond une quantité de vapeur dont on évalue le volume V_v sous la pression p en admettant que la vapeur portée à la température absolue de contact T_s° obéit approximativement à la loi des gaz parfaits :

$$V_v = n \frac{R T_s^\circ}{p} = \frac{m_l}{M} \frac{R T_s^\circ}{p}$$

(M étant la masse moléculaire de la substance).

Il vient finalement :

IV. 4. 1 (3)

$$V_v = \frac{2 R}{\sqrt{\pi}} \frac{(\theta_i - \theta_s^\circ)}{p} \frac{T_s^\circ \sqrt{\lambda C_{\rho t}}}{M [L_v + C_l (\theta_{Eb} - \theta_L) + C_{pv} (\theta_s^\circ - \theta_{Eb})]}$$

La dérivation de V_v , par rapport au temps, montre que la vitesse de vaporisation est théoriquement infinie à l'instant initial, quel que soit le milieu, pourvu que θ_i soit supérieure à θ_s° . Ceci

expliquerait l'abondance de la vapeur formée au moment de l'immersion (§ III. 1. 1.).

Le volume de vapeur dépend à la fois de caractéristiques relatives au métal, au liquide et à sa vapeur, ainsi que des conditions opératoires, notamment la température initiale de trempe θ_i , la pression p et la température du bain θ_L . Il augmente proportionnellement à la racine carrée du temps. On l'accroît :

- en prenant un échantillon d'argent ($\sqrt{\lambda C \rho} = 466$) au lieu d'un échantillon de nickel ($\sqrt{\lambda C \rho} = 231$) ;
- en élevant la température de trempe θ_i ;
- en utilisant des liquides dont la masse moléculaire M , la chaleur de vaporisation L_v , la chaleur spécifique C_i et la température d'ébullition θ_{Eb} sont faibles ;
- en employant ces liquides à une température θ_L proche ou égale à leur température d'ébullition ;
- en réduisant la valeur p de la pression de l'atmosphère qui surmonte le bain.

Les phénomènes secondaires, que nous allons énumérer à présent, altèrent considérablement le processus de vaporisation.

IV. 4. 2. Phénomènes secondaires.

IV. 4. 2. 1 DÉCOMPOSITION THERMIQUE DE LA VAPEUR.

La température théorique de contact entre le liquide et le métal étant très élevée, celui-ci se trouve immédiatement environné d'un film de vapeur très mince. Le nouveau contact, qui a lieu cette fois entre le métal et la vapeur, s'effectue à une température pratiquement identique, car le coefficient d'arrachement thermique des gaz est minime. Une partie de la vapeur ainsi surchauffée peut subir une décomposition thermique. Le phénomène est peu important avec l'eau dont la décomposition ne débute vraiment qu'au-delà de $1\,000^\circ\text{C}$, mais il le devient avec les liquides organiques.

IV. 4. 2. 2 DÉCOMPOSITION THERMIQUE DES SOLUTIONS AQUEUSES.

Les expériences de refroidissement par trempe dans les solutions salines aqueuses décomposables à l'ébullition en produits gazeux et dans les solutions gazeuses montrent que les

gaz formés ou dégagés viennent s'ajouter à la vapeur, car on obtient des régimes de caléfaction persistants dans des conditions où ils seraient éphémères avec l'eau pure (§ I. 6) (6, 10).

IV. 4. 2. 3 DÉSORPTION.

Nous venons de voir qu'au moment de la mise en contact avec l'agent de refroidissement, la surface de l'échantillon est portée quasi instantanément à une température seulement un peu inférieure à sa température initiale. Le dégazage du solide qui en résulte est minime, mais peut suffire pour amorcer la vaporisation.

IV. 4. 2. 4 RÉACTIONS CHIMIQUES.

Un échantillon de nickel, d'acier ou d'uranium chauffé sous vide se recouvre d'une couche d'oxyde au cours de la trempe dans l'eau. Il y a réaction d'oxydation avec dégagement d'hydrogène. Lorsqu'on refroidit du nickel recouvert de sa couche d'oxyde dans une solution aqueuse d'acétate d'ammonium suffisamment concentrée, il ressort décapé.

Tout en apportant des gaz, ces réactions chimiques modifient, en cours de trempe, la définition initiale de la surface de l'échantillon et partant le comportement réciproque du couple métal - milieu de refroidissement. Ces considérations nous ont incité à choisir un échantillon de nickel déjà recouvert d'oxyde comme étalon pour comparer les milieux de trempe. L'oxyde de nickel est stable et adhérent. La faible épaisseur de la couche formée dans l'air à 800° C ne constitue pas une résistance thermique appréciable.

IV. 4. 3. Conséquences sur le refroidissement.

Les conséquences du changement d'état de l'agent de refroidissement et des phénomènes secondaires que nous venons de passer en revue sont de plusieurs sortes :

— Le violent flux de chaleur amorcé par le contact direct de l'échantillon chaud avec le liquide est immédiatement étouffé par une réaction locale du liquide qui tend à s'opposer au passage de la chaleur. Ces phénomènes moléculaires dus à la nature des liquides seraient l'une des causes du désaccord observé entre la théorie qui n'en tient pas compte et les résultats expérimentaux.

— Le volume de vapeur ou de gaz formé initialement détermine la suite du refroidissement. Lorsqu'il est important, on obtient des courbes de vitesse de type P.

— Les réactions chimiques d'oxydation ou de décapage, la formation de dépôts altèrent la définition de la surface des pièces au cours du refroidissement lui-même.

IV. 4. 4. Cas où il n'y a pas de changement d'état.

On réalise ce cas en refroidissant dans les gaz et toutes les fois que les conditions de trempe dans un liquide sont telles que la température théorique de contact θ_s° est inférieure à θ_{Eb} .

Dans le cas des gaz, leur coefficient d'arrachement thermique étant petit, le contact thermique se fait pratiquement à la température initiale de trempe.

Dans les métaux fondus, le contact a lieu à des températures nettement inférieures à la température initiale, ce qui entraîne vraisemblablement l'existence de gradients de température élevés au voisinage de la surface de l'échantillon.

Si inversement, on calcule depuis quelle température il faut tremper du nickel dans l'eau à 20° C pour que la température de contact soit 100° C, on trouve 108° C. Cette température peut être considérée comme une température théorique de transition entre les courbes de type M_g et M_o . Nous avons mesuré $\theta_T = 105 \pm 1^\circ \text{C}$ en trempant des soudures de couples thermo-électriques.

Des phénomènes secondaires tels que l'oxydation du métal au cours de la trempe à l'air ou la formation d'alliages dans les métaux fondus peuvent intervenir.

IV. 5. CONCLUSION.

Il est encore trop tôt pour vouloir appliquer numériquement les calculs que nous avons esquissés dans ce chapitre. La théorie doit être poursuivie en tenant compte aussi des phénomènes secondaires. Pour analyser les phénomènes, il faudra faire appel à des dispositifs d'enregistrement photographique ultra-rapides.

RÉCAPITULATION ET CONCLUSION

La cinétique de refroidissement d'un métal au cours de la trempe dépend de nombreux paramètres que l'on peut classer en trois groupes. Le premier renferme les caractéristiques relatives au milieu de trempe. Le second se rapporte à la pièce ; nous avons mis en évidence l'influence du métal, de la forme géométrique, du rapport de la surface au volume ; d'autres auteurs ont étudié celle de l'état de surface (33). Les paramètres du troisième groupe caractérisent les conditions opératoires : nous avons examiné tout particulièrement l'effet de l'accroissement de la température initiale et celui de la température du bain.

Les lois de refroidissement varient d'une manière importante d'un point à l'autre des pièces.

Le processus le plus général de refroidissement par trempe peut se décomposer en plusieurs régimes élémentaires. Le régime initial est caractéristique de la trempe ; les autres régimes, c'est-à-dire dans l'ordre chronologique, ceux de caléfaction, d'ébullition et de convection naturelle se rencontrent séparément au cours de la transmission de chaleur en régime permanent dans les fluides.

Le régime initial suit immédiatement l'introduction de l'échantillon dans le milieu de refroidissement. Le premier contact s'établit à une température θ_s° qui est fonction des coefficients d'arrachement thermique $\sqrt{\lambda C \rho}$ des deux substances en présence et de leurs températures initiales respectives. D'une manière générale, lorsque θ_s° est supérieure à leur point d'ébullition, les liquides de trempe se vaporisent instantanément et le solide se trouve environné de vapeur. Dans certains cas, des réactions chimiques, des phénomènes de désorption ou de pyrolyse fournissent des gaz supplémentaires.

Le violent flux de chaleur amorcé est aussitôt « étouffé » naturellement par cette apparition de gaz ou de vapeur dont le coefficient d'arrachement thermique est défavorable. En se vaporisant le liquide réagit donc comme s'il voulait s'opposer au passage de la chaleur. Le volume de gaz et de vapeur formé à cette occasion détermine la suite du refroidissement.

Au cours du régime de caléfaction, l'échantillon est entouré d'une gaine gazeuse qui tend à l'isoler thermiquement du bain. La vitesse de refroidissement est généralement faible comparativement aux valeurs qu'elle atteint en régime d'ébullition. Elle reste sensiblement constante. La majeure partie de l'écart de température existant entre l'échantillon et la masse du bain se trouve concentrée dans l'épaisseur de la couche gazeuse et le solide ne supporte lui-même que de faibles gradients thermiques. La chaleur cédée par le métal est d'abord transmise à travers la couche de caléfaction par rayonnement et par conduction. Elle est ensuite évacuée vers le liquide par convection et vers l'atmosphère par transfert de masses gazeuses issues de la gaine de caléfaction. Il nous semble que l'agitation créée par le dégagement des grosses bulles et par le déplacement des rides de l'interface vapeur - liquide améliorent beaucoup le transfert de chaleur vers le bain et que ce mode de transfert soit en fait le processus prédominant du refroidissement. Les principaux facteurs qui régissent le transport de masses gazeuses figurent dans la formule de BROMLEY.

Par comparaison avec le milieu de trempe idéal qui amènerait instantanément la surface du métal à la température finale (le coefficient d'arrachement thermique d'un tel milieu serait infini), nous avons admis que les milieux usuels s'opposent au refroidissement en ne laissant passer chacun qu'une densité de flux de chaleur bien déterminée. La densité maximale qu'autorise un liquide est obtenue au cours du régime d'ébullition. Le liquide bout au contact direct du solide en donnant naissance à de nombreuses petites bulles qui s'en écartent rapidement pour aller se condenser à quelque distance dans le liquide froid. C'est au cours de ce régime que les pièces supportent les plus forts gradients thermiques, avec toutes les conséquences qui en découlent pratiquement (déformations, tapures). La densité de flux de chaleur croît avec les caractéristiques qui favorisent la formation et le départ des petites bulles de vapeur ainsi qu'avec celles qui augmentent les échanges par convection. Ces

derniers sont fortement améliorés par l'agitation due aux bulles. La chaleur latente de vaporisation ne serait qu'un facteur secondaire.

On observe un régime de convection naturelle au cours du refroidissement dans l'air. Dans les liquides, il faut que la température théorique de contact θ_s° soit inférieure au point d'ébullition ou que la température de surface lui devienne inférieure. Les courbes de vitesse réelles se placent au-dessus des courbes calculées dans l'hypothèse d'un refroidissement par convection naturelle, car, d'une part, le liquide est parcouru de mouvements résiduels provenant du régime d'ébullition ou de la mise en place de l'échantillon ; d'autre part, le métal est encore le siège d'un faible gradient thermique. Les caractéristiques des milieux qui jouent un rôle dans ce régime figurent dans la formule théorique d'ECKERT établie pour les régimes permanents.

Il faut envisager l'existence du régime initial dans toutes les trempes. Par contre, c'est la présence, la durée, l'importance relative des autres régimes qui conditionnent l'allure des lois de refroidissement.

Nous avons classé en trois types, d'après leur forme, les courbes représentant la variation de la vitesse de refroidissement des échantillons dans l'échelle des temps ou dans celle des températures.

Les courbes de type M ont un seul maximum. On les subdivise en courbes de type M_g et M_o . Les premières montrent une variation brusque de pente sur le segment de courbe situé du côté des basses températures. Cette propriété se manifeste avec les liquides et traduit le passage du régime d'ébullition au régime de convection naturelle. La température θ_T à laquelle elle se produit est appelée température de transition. Les courbes de type M_o qui ne présentent pas cette singularité correspondent à des refroidissements dans le vide, dans les gaz et dans les liquides ne subissant pas de vaporisation.

On obtient des courbes de type P en trempant dans les liquides. Elles possèdent un maximum dû au régime d'ébullition et un « palier » situé du côté des hautes températures (ou de l'origine des temps), engendré par un régime de caléfaction important.

Les courbes de type I ont aussi un maximum, mais le segment de courbe placé du côté des hautes températures porte un point d'inflexion provenant d'un régime de caléfaction éphémère. Elles permettent de préciser la plus grande vitesse maximale qu'il est possible de réaliser avec un liquide donné employé dans des conditions opératoires bien déterminées.

En fixant tous les paramètres autres que ceux qui se rapportent aux liquides (échantillon étalon, conditions opératoires), on peut classer les milieux de trempe d'après leurs courbes de vitesse. En effet, chaque type de courbe présente des caractères essentiels (hauteur de palier, vitesse maximale...) que nous avons précisés et qui varient d'un milieu à l'autre. Ce sont eux que nous comparons pour évaluer le « pouvoir de refroidissement » des milieux. L'idéal serait évidemment de caractériser un milieu de trempe à l'aide d'un seul paramètre et le coefficient d'arrachement thermique pourrait peut-être jouer provisoirement ce rôle pour les fluides purs.

Effectuée après une première série de travaux expérimentaux, cette étude thermocinétique a révélé l'existence d'un certain nombre de problèmes. Les principaux concernent le régime initial et la théorie de l'ébullition localisée d'un liquide froid en régime transitoire. Nous sommes parvenus à chiffrer correctement les densités de flux de chaleur dans le cas de refroidissements lents par rayonnement thermique et par convection naturelle. Les résultats obtenus en trempant directement des soudures de couples thermo-électriques nous permettent d'envisager une évaluation expérimentale des densités de flux que peut transmettre un milieu au cours de la trempe. Connaissant les flux instantanés à la surface des pièces, on peut espérer atteindre les flux en chaque point de la masse du solide et y prévoir les taux de transformation possibles par trempe. Dans ces calculs, il faudra tenir compte de la chaleur de transformation du métal, qui modifie d'autant plus les cinétiques pures de refroidissement que le rapport de la surface au volume des pièces est plus petit.

ANNEXE I

Considérations sur la mesure des températures avec un couple thermoélectrique au cours de la trempe

On se propose de suivre, en fonction du temps, la variation de température du centre d'un échantillon cylindrique en nickel. La soudure du couple thermoélectrique est introduite en ce point par un trou de 1 mm de diamètre, foré le long de l'axe.

Initialement, le couple et l'échantillon sont en équilibre thermique. La question est de savoir dans quelles conditions le couple suivra le refroidissement du centre.

Assimilons la soudure à une petite sphère de rayon r . Son aire est $4 \pi r^2$ et sa capacité calorifique $\frac{4}{3} \pi r^3 \rho C$. Soit $\theta(t)$ sa température qui est celle que l'on mesure et $\theta'(t)$ celle du centre.

On néglige, en première approximation, la conduction de chaleur le long des fils en admettant qu'ils sont toujours à la température de la soudure. Dans l'intervalle de temps dt , celle-ci cède à l'échantillon une quantité de chaleur qui entraîne un abaissement $d\theta$ de sa température, tel que :

$$-\frac{4}{3} \pi r^3 \rho C d\theta = h 4 \pi r^2 [\theta(t) - \theta'(t)] dt$$

h est par définition un coefficient moyen de passage de la chaleur. Après simplification et réarrangement, on obtient :

$$A. I (1) \quad \frac{r \rho C}{3 h} \frac{d\theta}{dt} + \theta(t) = \theta'(t)$$

Cette équation caractérise un système du premier ordre ; le terme $\tau = \frac{r \rho C}{3 h}$ est la constante de temps du couple thermo-

électrique. On voit que les deux fonctions du temps $\theta(t)$ et $\theta'(t)$ sont identiques lorsque :

$\frac{d\theta}{dt} = 0$, c'est le cas du maintien à température constante qui précède la trempe : les deux fonctions partent donc du même point.

$\tau = \frac{r \rho C}{3 h} = 0$, cas d'une valeur de h très élevée, par exemple lorsque le couple est soudé sur l'échantillon.

La réalisation de soudures fines permet de réduire r . Nous emploierons des fils de Chromel et Constantan bien que le produit ρC soit un peu supérieur à celui de fils en platine, car les couples correspondants sont environ quatre fois plus sensibles.

Lorsque le couple est disposé de manière que la soudure touche simplement le fond du trou, on peut considérer que la transmission de chaleur s'effectue à travers une épaisseur moyenne d'air. Il y a contact en certains endroits et pas en d'autres.

Effectuons le calcul de h en supposant que cette épaisseur est de 0,01 mm. La conductivité thermique de l'air à 650° C étant de 0,0549 Kcal/h m² (°C/m), $h = \frac{0,0549}{10^5} = 5490$ Kcal/h m² °C.

Comme $r \rho C \simeq 0,4$ la constante de temps vaut environ 0,1 seconde.

L'expérience montre qu'à l'instant initial la vitesse de refroidissement mesurée par le couple thermoélectrique est égale à zéro et que l'évolution de la température au cours des premiers instants est représentée (§ I. 5. 3) par :

$$\theta = -\frac{k}{2} t^2 + \theta_i$$

La substitution dans l'équation A. I (1) permet d'obtenir la loi de refroidissement du centre de l'échantillon :

$$\theta'(t) = -\frac{k}{2} t^2 - \tau k t + \theta_i$$

d'où l'on tire la vitesse de refroidissement correspondante :

$$\frac{d\theta'}{dt} = -k (t + \tau)$$

Ce calcul montre que la vitesse initiale de refroidissement du centre a une valeur finie égale à $-k \tau$. Le paramètre k est d'autant plus grand que le refroidissement est plus rapide. Il est certainement fonction du couple et du montage choisi.

Le violent signal thermique appliqué à la surface de l'échantillon au moment de l'immersion est perçu instantanément au centre bien qu'il soit considérablement atténué. Ceci est d'ailleurs en accord avec l'équation fondamentale de la thermocinétique. Par contre, à l'instant initial, l'effet sur le couple est nul.

Dans le cas d'un échantillon cylindrique en nickel de 8 mm de diamètre et 10 mm de hauteur trempé depuis 800° C dans de l'eau à 20° C, on mesure $k = 320^\circ \text{C/s}^2$. La vitesse initiale de refroidissement du centre est donc de 32° C/s. L'équation de la loi de refroidissement du centre est :

$$\theta' = -160 t^2 - 32 t + 800$$

tandis que celle de la loi donnée par le couple est :

$$\theta = -160 t^2 + 800$$

Nous concluons de ceci que :

— L'écart entre les deux lois de refroidissement est d'autant moins sensible que k est faible, c'est-à-dire que le refroidissement est lent au début.

— Pour comparer les refroidissements par trempe dans différents liquides, il est important de maintenir la constante de temps à la même valeur, notamment en utilisant des couples thermoélectriques aussi semblables que possible et mis en place de manière identique.

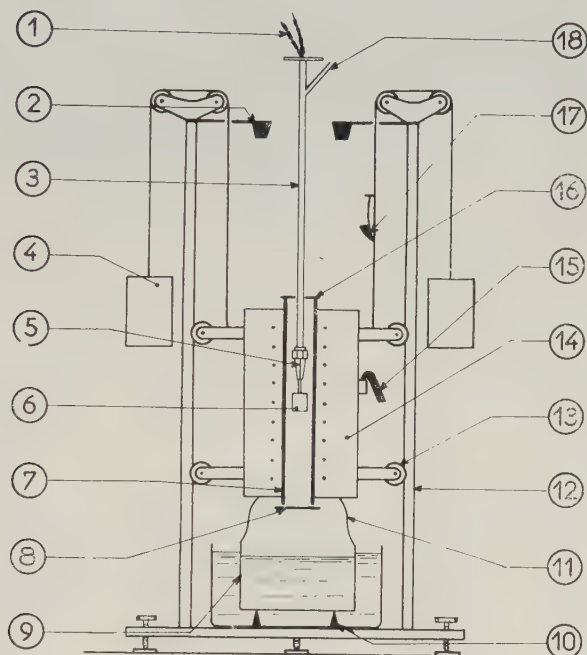
— Lorsqu'on représente les variations de la vitesse de refroidissement dans les échelles des temps et des températures, les courbes de vitesse déduites des indications données par le couple partent d'une valeur nulle.

Abordant maintenant un autre aspect de l'emploi des couples, on peut se demander quel est l'effet d'un refroidissement rapide sur la stabilité de leur étalonnage, tout particulièrement au cours de la trempe directe des soudures. Les contrôles, que nous avons

effectués, ne décèlent pas d'altération, mais il est possible qu'au cours de ces opérations le métal recouvre son état d'équilibre. La reproductibilité des expériences et l'étalonnage ne semblent toutefois pas en cause, car le prolongement de la branche de courbe correspondant au régime d'ébullition aboutit toujours à 100° C lorsqu'on trempe dans l'eau quelle que soit la température initiale (§ I. 4. 1. 2).

ANNEXE II

Schéma du dispositif semi-automatique de trempe en position de chauffage de l'échantillon (5 et 10)

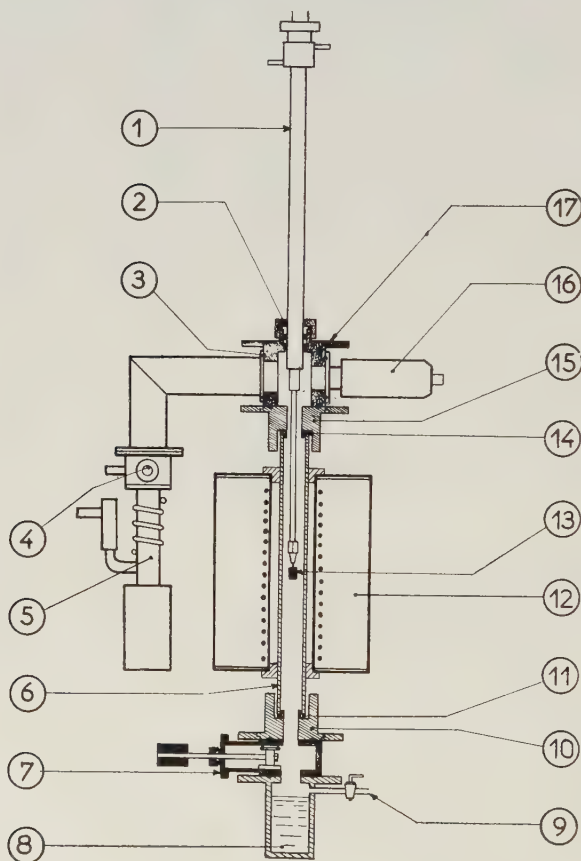


1. — Couple thermoélectrique.
2. — Butée d'arrêt en caoutchouc.
3. — Tige de suspension de l'échantillon.
4. — Contrepoids.
5. — Pince de fixation de l'échantillon (Annexe IV).
6. — Echantillon fixe.
7. — Tube laboratoire du four.
8. — Ecran escamotable.
9. — Bac de trempe.
10. — Cales.
11. — Fil de suspension du bac de trempe.
12. — Rail vertical.
13. — Roue à gorge.
14. — Four électrique de chauffage.
15. — Cliquet de retenue de l'ensemble mobile en position basse.
16. — Ecran.
17. — Cliquet de retenue en position haute ; sert au freinage.
18. — Tubulure d'arrivée d'azote (protection du couple thermo-électrique).

ANNEXE III

Schéma de l'appareil de trempe sous atmosphère contrôlée (10)

Comme dans le dispositif précédent, l'échantillon est fixe. Pour tremper, on substitue le bac 8 au four grâce à un mouvement de translation verticale, en prenant soin ici d'ouvrir la vanne 7.

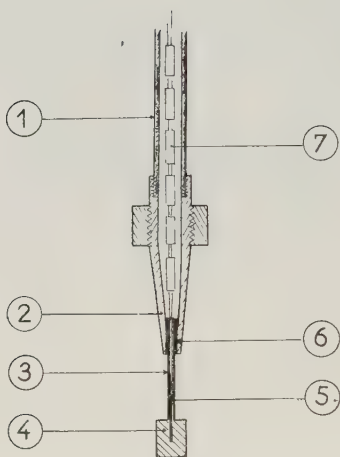


1. — Tige fixe de suspension de l'échantillon, refroidie par circulation d'eau.
2. — Passage étanche.
3. — Tête du four.
4. — Vanne d'isolement de la pompe à diffusion.

5. — Pompe à diffusion.
6. — Tube en sillimanite.
7. — Vanne à tiroir étanche servant à isoler le bac de trempe du four (8).
8. — Bac de trempe.
9. — Voie d'introduction de gaz.
10. — Embout inférieur.
11. — Joint torique.
12. — Four électrique de chauffage.
13. — Echantillon fixe.
14. — Joint torique.
15. — Embout supérieur.
16. — Jauge de mesure des basses pressions.
17. — Colletterie de fixation de la tête du four.

ANNEXE IV

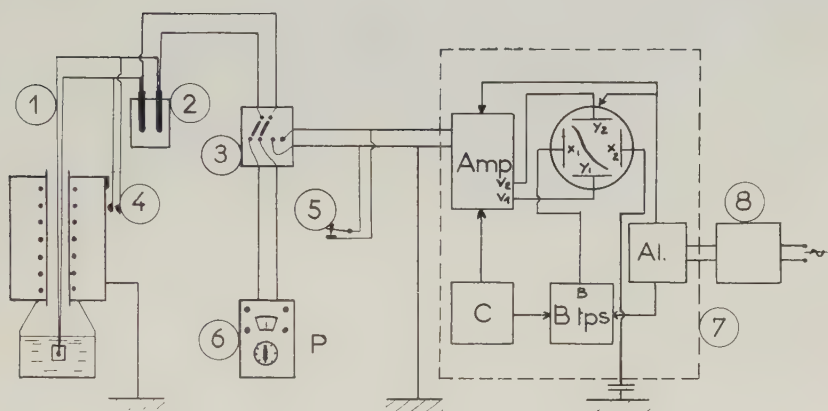
Détails de fixation des échantillons



1. — Tige de suspension.
2. — Pince de fixation de l'échantillon.
3. — Tige creuse solidaire de l'échantillon.
4. — Echantillon.
5. — Couple thermoélectrique.
6. — Mortier d'amiante et de silicate de sodium.
7. — Perles d'isolement électrique.

ANNEXE V

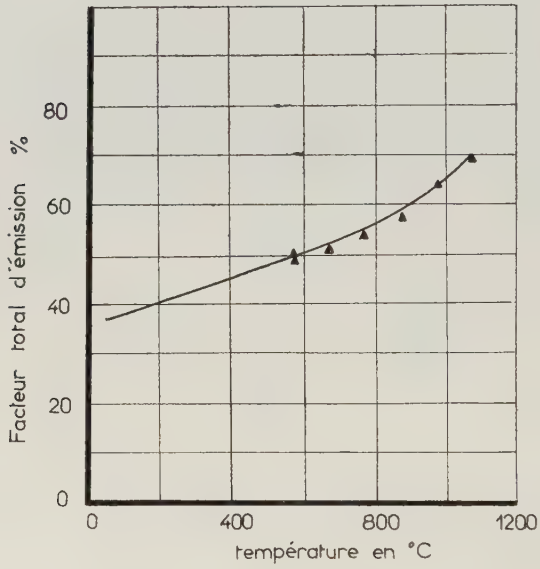
Schéma du dispositif de mesure et d'enregistrement des courbes temps - température



1. — Couple thermoélectrique.
2. — Soudure froide.
3. — Commutateur manuel.
4. — Poussoir actionné par le four à l'instant de l'immersion.
5. — Bouton poussoir actionnable par l'opérateur.
6. — Potentiomètre de mesure des températures.
7. — Oscillographe cathodique.
8. — Stabilisateur de tension.

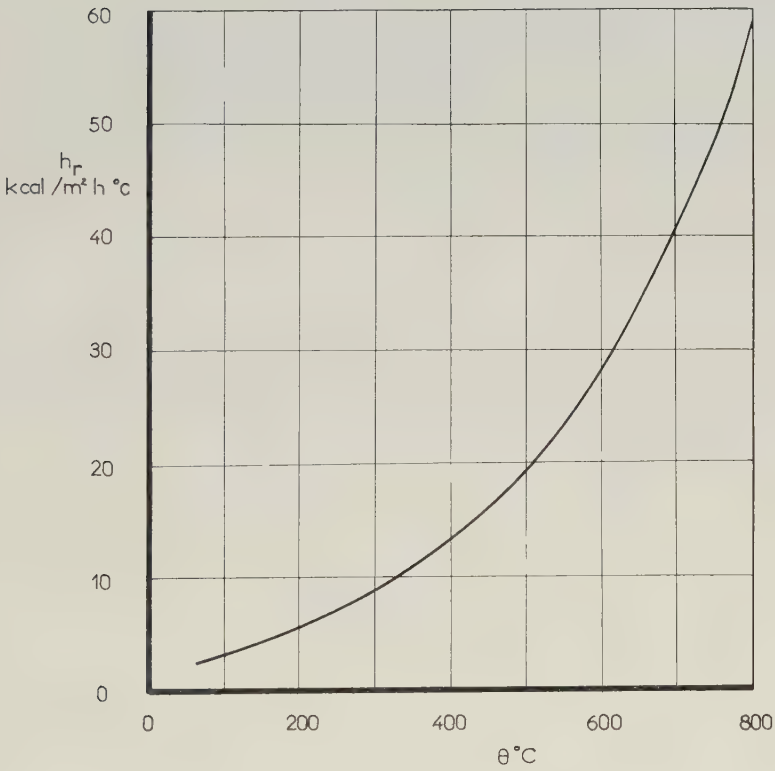
ANNEXE VI

Variation du facteur total d'émission ε
du nickel oxydé superficiellement à 900° C (43)



ANNEXE VII

Variation du coefficient superficiel de transmission
de la chaleur par rayonnement h_r
en fonction de la température pour $T_n = 293^\circ \text{K}$,
dans le cas du nickel oxydé superficiellement à 900°C



BIBLIOGRAPHIE

- (1) AWBERY J.H. — *J. Iron and Steel Inst.*, **144** (1941), 119-126.
- (2) BECK G. — *Communication privée* (1963).
- (3) BECK G. et BIGOT R. — *C. R. Acad. Sc.*, **256** (1963), 619-621.
- (4) BENEDICKS C. — *J. Iron and Steel Inst.*, **77** (1908), 153-257.
- (5) BIGOT R. et FAIVRE R. — *Bull. Soc. Chim. de France* (1954), n° 9, 1037; *C. R. Acad. Sc.*, **240** (1955), 774-775; *Rev. Métall.*, **53** (1956), n° 2, 131-138.
- (6) BIGOT R. et FAIVRE R. — *Bull. Soc. Chim. de France* (1956), n° 4, 560.
- (7) BIGOT R. et FAIVRE R. — *C. R. Acad. Sc.*, **244** (1957), 1639-1641.
- (8) BIGOT R. — *C. N. R. S.*, dossier n° 4374 du Service des Brevets.
- (9) BIGOT R. — *A. T. S. F. Commission des Ingénieurs des Etudes Métallurgiques « Sidérurgie Fine »*, Paris (1961).
- (10) BIGOT R. — *Thèses Ingénieur-Docteur*, Nancy (1962).
- (11) BIGOT R. et FAIVRE R. — *C. R. Acad. Sc.*, **255** (1962), 3128-3130.
- (12) BIGOT R. — *C. R. Acad. Sc.*, **256** (1963), 162-164.
- (13) BROMLEY L.A. — *Chem. Eng. Prog.*, **46** (1950), n° 5, 221-227.
- (14) CARNEY D.J. et JANULIONIS A.D. — *Trans. of A. S. M.*, **43** (1951), 480.
- (15) ECKERT E.R.G. et SOEHINGHEN E. — *U. S. A. F. Tech. Rept.*, 5747 (1939).
- (16) FAIVRE R. et BIGOT R. — Symposium on « Production, Properties and Applications of Alloys and Special Steels », *National Metallurgical Laboratory, Jamshedpur (Indes)* (1956), 362-373.
- (17) GEORGE B., BIGOT R. et FAIVRE R. — *C. R. Acad. Sc.*, **252** (1961), 1916-1918.
GEORGE B. et BIGOT R. — *Mémoires Scientifiques de la Revue de Métallurgie*, **58** (1961), n° 8, 581-586.
- (18) GIBERT R. — *Génie Chimique*, t. II, *Transmission de la Chaleur*, éd. Eyrolles (1963).

- (19) GROSSMANN M. A., ASIMOW M. et URBAN S. F. — La trempabilité des aciers alliés, publication de l'A. S. M. (1939), 124-196.
- (20) GUNTHER F. C. et KREITH F. — « Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute », *Am. Soc. Mech. Engrs.*, New York (1949), 113.
- (21) KING W. J. — *Mech. Eng.*, **54** (1952), 347.
- (22) LE CHATELIER H. — *Rev. de Métall.*, **1** (1904), 475.
- (23) LE CHATELIER H. et BENEDICKS C. — *J. Iron and Steel Inst.* (1908), n° 2, 153.
- (24) LEIDENFROST J. G. — « De aquae communis nonnullis qualitatibus tractatus », Duisbourg (1756).
- (25) LORENTZ L. — *Wied. Ann.*, **13** (1881), 572.
- (26) MAC ADAMS W. H. — *Transmission de la chaleur*, 2^e éd., Dunod, Paris (1962).
- (27) MARX J. W. et DAVIS B. I. — *J. of Appl. Phys.*, **23** (1952), n° 12, 1354-1357.
- (28) MONDIN H. — *L'ébullition et le Transfert de chaleur* (1962). Publication de la Houille blanche (Grenoble).
- (29) MOSCIKI I. et BRODER J. — *Roczniki Chem.*, **6** (1936), 319-354 ; cité par (26).
- (30) NUKIYAMA S. — *J. Soc. Mech. Engrs.* (Japan), **37** (1934), 367-374, S 53-54.
- (31) PALME J. — *Métaux Corrosion Ind.*, **29** (1954), 100-104.
- (32) PAPULI G., MORICONI N. et COLANTONI W. — *Trattamenti dei Metalli* (1962), sept.-oct., 3-16 ; nov.-déc., 3-17.
- (33) PASCHKIS V. — *Härterei Technische Mitt.*, **15** (1960), n° 4, 74-86.
- (34) PETER W. — *Arch. für das Eisenhüttenw.*, **21** (1950), 391-402.
- (35) PILLING N. B. et LYNCH T. D. — *Trans. A. I. M. E.*, **62** (1920), 665-668.
- (36) PORTEVIN A. et GARVIN M. — *C. R. Acad. Sc.*, **164** (1917), 783.
- (37) RIBAUD G. et BRUN E. — *Transmission de la chaleur*, t. I, le rayonnement thermique, éd. J. et R. Sennac, Paris (1948).
- (38) ROHSENOW W. M. et CLARK J. A. — « Proceedings of Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute » (1951), *Berkeley, Calif.*, 193-208.
- (39) RUSSEL T. F. et WILLIAMSON J. C. — Special Report n° 36 de *Iron and Steel Inst.*, Londres (1946), 34-46.
- (40) SAUNDERS O. A. — *Proc. Roy. Soc.* (Londres), **A 157** (1936), 278-291.
- (41) SCOTT H. — *Trans. A. S. M.*, **22** (1934), 68-94.
- (42) SPEITH K. G. et LANGE H. — *Mitt. Kaiser-Wilhelm Inst. Eisenforsch.*, **17** (1935), 175.

- (43) SULLY A.H., BRANDES E.A. et WATERHOUSE R.B. — *Brit. J. App. Physics*, **3** (1952), n° 3, 97 - 101.
 - (44) VERNOTTE P. — *Thermocinétique*, P.S.T., n° 224, du Ministère de l'Air.
 - (45) WEISE R. — *Forsch. Gebiete Ingenieurw.*, **6** (1935), 281 - 292.
 - (46) WESTWATER J.W. — *Adv. in Chem. Eng.*, **1** (1956), 2 - 76 ; **2** (1958), 1 - 31.
 - (47) ZAVARINE I.N. — *Metal Progress*, **27** (1935), n° 4, 43 - 46.
-

DEUXIEME THESE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

L'AFFINAGE DE LA FONTE PAR L'OXYGENE PUR

VU ET APPROUVÉ :

Nancy, le 18 décembre 1963

*Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Nancy :*

M. ROUBAULT.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Nancy, le 21 décembre 1963

*Le Recteur de l'Académie de Nancy,
Président du Conseil de l'Université :*

P. IMBS.

Société
d'Impressions
Typographiques
Nancy
